ENGINEERING
LIBRARY

AUG 8 1950

ANNALES

DE

RADIOÉLECTRICITÉ

COMPAGNIES FRANÇAISES ASSOCIÉES DE T.S.F.

79, Boulevard Haussmann, 79

PARIS

TOME IV. AVRIL 1949. N° 16.

TOME IV — AVRIL 1949 — N° 16

ANNALES
DE
RADIOÉLECTRICITÉ

COMPAGNIES FRANÇAISES ASSOCIÉES DE T.S.F.

COMPAGNIE GÉNÉRALE DE TÉLÉGRAPHIE SANS FIL
SOCIÉTÉ FRANÇAISE RADIO-ÉLECTRIQUE
LA RADIOTECHNIQUE
SOCIÉTÉ INDÉPENDANTE DE TÉLÉGRAPHIE SANS FIL
COMPAGNIE RADIO-FRANCE
COMPAGNIE RADIO-MARITIME
RADIO-ORIENT
COMPAGNIE RADIO-CINÉMA
ÉTABLISSEMENTS E. ROBERT ET C[ie] (LA STÉATITE INDUSTRIELLE)
SOCIÉTÉ DE TRAITEMENTS ÉLECTROLYTIQUES ET ÉLECTROTHERMIQUES (STEL)

79, Boulevard Haussmann, PARIS

SOMMAIRE

La reproduction des Mémoires et figures publiés dans les *Annales* est autorisée moyennant l'indication complète d'origine.

Prière d'adresser toute correspondance à la Compagnie Générale de T. S. F., Centre d'Information et de Documentation, 23, rue du Maroc, Paris (19e).

LES CONDITIONS DE PROPAGATION DE L'ONDE H_0 ET SES APPLICATIONS.

Par Jean ORTUSI,
Docteur ès Sciences,
Chef de Laboratoire au Département Recherches générales du Centre de Recherches de la Compagnie générale de T. S. F.

Sommaire. — *Dans cet article, l'auteur étudie les conditions de propagation de l'onde H_0 d'un guide circulaire qu'il rattache au cas général des ondes guidées ne possédant pas de courant longitudinal. Dans une première partie, il étudie les conditions mathématiques de propagation et donne la forme des lignes de force électrique et magnétique. Une seconde partie indique les modes de création de l'onde H_0, sa stabilité et son affaiblissement. Enfin, une troisième partie donne un aperçu des possibilités d'utilisation pratique de l'onde.*

Durant ces dernières années, l'attention des chercheurs s'est particulièrement portée sur l'étude de la réalisation et des conditions de propagation de l'onde magnétique H_0 d'un guide circulaire. De nombreuses applications des remarquables propriétés de ce type d'onde ont déjà été entreprises, notamment dans les transmissions à grande distance ou dans les problèmes de rotation d'antennes.

Nous allons fournir ici un aperçu des conditions de propagation de cette onde afin d'en justifier les possibilités d'utilisation.

Nous allons, auparavant, commencer par définir et préciser la structure de l'onde H_0 au moyen d'une caractéristique essentielle de ce type d'onde; à savoir que le courant longitudinal correspondant est nul en chaque point de la paroi du guide.

Définition.

Nous appellerons onde « type H_0 », toute onde guidée pour laquelle le courant longitudinal est identiquement nul. On adoptera provisoirement cette dénomination par analogie avec l'onde bien connue du guide circulaire. Nous allons, toutefois, justifier bientôt cette dénomination dans le cas général.

PREMIÈRE PARTIE.

Étude mathématique de l'onde H_0.

Détermination des ondes « type H_0 ».

Rappelons, au préalable, quelques résultats classiques de la théorie des ondes guidées.

On sait qu'une onde guidée est déterminée par ses champs électriques et magnétiques

$$\vec{E}(x, y)\, e^{i(\omega t - k_z Z)}$$

et

$$\vec{H}(x, y)\, e^{i(\omega t - k_z Z)},$$

dans un espace cylindrique d'axe Oz défini par une

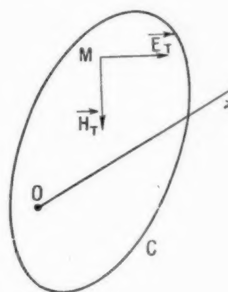


Fig. 1.

section droite composée d'une ou de plusieurs courbes fermées C (*fig.* 1).

Désignons par $\vec{u}$ le vecteur unitaire suivant Oz, par $\Pi(x, y)$ la composante de l'amplitude complexe du vecteur de Hertz suivant Oz et posons

$$\alpha^2 = k^2 - k_z^2,$$

où :

$k = \frac{2\pi}{\lambda}$, λ longueur d'onde dans l'espace indéfini;

$k_z = \frac{2\pi}{\lambda'}$, λ' longueur d'onde dans l'espace cylindrique.

Les unités employées étant les unités de Gauss; on obtient les deux types de solution :

a. Solution électrique :

$$\vec{E} \begin{cases} \vec{E}_T = -ik_z \overrightarrow{\mathrm{grad}\,\Pi}, \\ E_z = \alpha^2 \Pi, \end{cases} \qquad \vec{H} \begin{cases} \vec{H}_T = ik\vec{u} \wedge \overrightarrow{\mathrm{grad}\,\Pi}, \\ H_z = 0. \end{cases}$$

Les indices T s'appliquant aux champs transversaux.

La fonction Π et la constante α sont déterminées en résolvant le problème de Dirichlet suivant :

$$\Delta\Pi + \alpha^2\Pi = 0,$$
$$\Pi = 0 \qquad \text{sur } C.$$

b. Solution magnétique :

$$\vec{E} \begin{cases} \vec{E}_T = ik\vec{u} \wedge \overrightarrow{\mathrm{grad}\,\Pi}, \\ E_z = 0, \end{cases} \qquad \vec{H} \begin{cases} \vec{H}_T = ik_z \overrightarrow{\mathrm{grad}\,\Pi}, \\ H_z = -\alpha^2 \Pi. \end{cases}$$

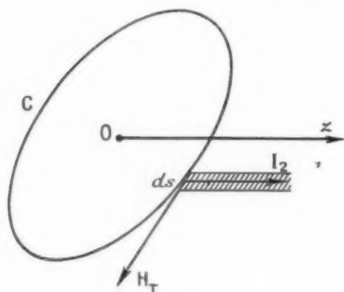


Fig. 2.

Π et α étant déterminés en résolvant le problème de Neumann suivant :

$$\Delta\Pi + \alpha^2\Pi = 0,$$
$$\frac{d\Pi}{d_n} = 0 \qquad \text{sur } C.$$

Le courant longitudinal par unité de longueur du contour C est donné en chaque point de C par la relation (*fig.* 2)

$$I_z = \frac{c}{4\pi} H_T.$$

Le courant longitudinal total est donné par l'intégrale

$$I_1 = \int_c I_z d_s = \frac{c}{4\pi}\int_c \vec{H}_T \vec{d}_s.$$

L'équation $\mathrm{rot}\,\vec{H} = ik\vec{E}$ donne, par application de la formule de Stokes,

$$I_1 = \frac{ikc}{4\pi}\iint_s E_z dx\,dy.$$

Il est nul dans les ondes magnétiques ou principales ($\alpha = 0$) puisque $E_z = 0$.

Dans ce cas, le courant total se divise en deux parties égales et opposées données par la formule

$$I = \frac{c}{8\pi}\int_c |H_T|\, d_s.$$

L'impédance caractéristique d'un guide parcouru par une de ces ondes est donnée par la relation

$$Z_c = \frac{W}{\frac{1}{2}I^2},$$

W étant la puissance transmise par l'onde.

Elle est donnée par la relation

$$W = \frac{c}{8\pi}\iint_c \vec{E}_T \wedge \vec{H}_T d_s = \frac{c}{8\pi}\frac{k}{k_z}\iint_c \vec{H}_T^2 d_s.$$

On obtient, pour Z_c,

$$(1) \qquad Z_c = \frac{16\pi}{c}\frac{k}{k_z}\frac{\iint_c |\vec{H}_T^2|\, d_s}{\left(\int_c |H_T|\, d_s\right)^2}.$$

Pour avoir Z_c en ohms, on multiplie le second membre de la formule par $10^{-9}c^2$.

Ces préliminaires étant rappelés, reprenons le cas des ondes « type H_0 ». Remarquons d'abord qu'il s'agit obligatoirement d'ondes magnétiques. En effet, dans le cas des ondes électriques ou principales, la condition $\vec{H}_T = 0$ sur le contour entraîne (puisque H_z est nul) $\vec{H} = 0$.

La fonction Π, solution du problème de Dirichlet, nulle ainsi que ses dérivées premières $\left(\overrightarrow{\mathrm{grad}\,\Pi} = 0\right)$ est identiquement nulle. Physiquement, ces conditions correspondent à l'impossibilité d'existence d'une onde n'ayant aucun courant, transversal ou longitudinal, en chaque point de la paroi du guide.

Dans le cas des ondes magnétiques, aucune condition n'est imposée à H_z. Le problème de Neumann à résoudre est alors

$$(2) \qquad \begin{cases} \Delta\Pi + \alpha^2\Pi = 0, \\ \overrightarrow{\mathrm{grad}\,\Pi} = 0 \qquad \text{sur } C. \end{cases}$$

La fonction Π possède ses deux dérivées partielles nulles sur C. Elle est maximum ou minimum en chaque point M de C lorsqu'on prend les valeurs de Π le long d'une courbe quelconque (γ) passant par ce point (*fig.* 3).

En particulier, la fonction Π est constante le long du contour C.

La valeur de cette constante ne peut toutefois être nulle sans que l'onde ne soit identiquement nulle.

Avant d'aller plus loin et d'aborder l'étude du

Fig. 3.

problème de Neumann, signalons tout de suite les singularités physiques des ondes « type H_0 » telles qu'elles apparaissent dans les formules (1) et (2).

a. L'impédance caractéristique du guide pour cette onde est infinie. Cette condition entraîne une grande difficulté d'adaptation d'une onde « type H_0 » avec une onde quelconque d'un autre type. On sait, en effet, que lorsque le raccord de deux ondes se fait sur des distances faibles devant la longueur d'onde, les deux impédances caractéristiques doivent être égales afin de satisfaire à la fois au principe de conservation de l'énergie et à celui de conservation de l'électricité.

b. Le champ électrique est nul sur le contour C; le champ magnétique est constant le long de C. Ici encore, cette condition entraîne une grande difficulté dans la création de l'onde « type H_0 »

Fig. 4.

à partir de boucles ou de fentes longitudinales tracées dans la paroi (*fig.* 4).

Celles-ci engendrent bien, en effet, dans le guide, un courant transversal par leur couplage avec une source d'ondes, mais au détriment d'une dissymétrie le long du contour C préjudiciable aux ondes « type H_0 ».

c. Par contre, l'onde « type H_0 » est remarquablement stable vis-à-vis d'une déformation locale de la paroi, c'est-à-dire du contour C, puisque l'on a vu que la fonction Π qui la caractérise était extremum au point de rencontre de C avec une courbe quelconque coupant C. Toutefois, une modification trop brutale de la courbure de C peut entraîner une perturbation importante de l'onde. Le gradient de la fonction Π varie alors, en effet, rapidement. Cette condition est bien connue en électricité sous le nom de *pouvoir des pointes*. Il faut s'attendre, en conséquence, à ce que l'onde « type H_0 » n'existe pas dans les guides pour lesquels le contour C possède une courbure infinie en un point au moins. En particulier, elle n'existe pas dans les guides rectangulaires.

d. Le seul courant de l'onde « type H_0 » étant transversal, on doit également s'attendre à ce que,

Fig. 5.

à puissance constante, ce courant tende vers zéro lorsque la longueur d'onde tend vers zéro, puisqu'à l'échelle de la longueur d'onde le guide devient alors de dimensions infinies. Il s'ensuit que l'atténuation du guide, parcouru par l'onde « type H_0 » doit tendre vers zéro aux fréquences élevées, alors qu'elle passe par un minimum pour tous les autres types d'ondes.

Reprenons maintenant le problème de Neumann particulier à résoudre, pour déterminer l'onde « type H_0 », c'est-à-dire la fonction $\Pi(x, y)$ et la constante α par les conditions

$$(2)\qquad \begin{cases} \Delta\Pi + \alpha^2\Pi = 0, \\ \overrightarrow{\text{grad}\,\Pi} = 0 \qquad \text{sur } C. \end{cases}$$

On sait qu'un changement de coordonnées orthogonales, défini par les relations

$$x_1 = f(x, y),$$
$$y_1 = g(x, y),$$

transforme les équations (2) en équations (3) :

$$(3)\quad \begin{cases} \dfrac{\partial}{\partial x_1}\left(\dfrac{\nu}{\mu}\dfrac{\partial \text{H}}{\partial x_1}\right) + \dfrac{\partial}{\partial y_1}\left(\dfrac{\mu}{\nu}\dfrac{\partial \text{H}}{\partial y_1}\right) + \mu\nu\alpha^2 \text{H} = 0, \\ \dfrac{\partial \text{H}}{\partial x_1} = \dfrac{\partial \text{H}}{\partial y_1} = 0 \qquad \text{sur } C, \end{cases}$$

ν et μ étant les coefficients de l'élément de longueur dans les coordonnées $x_1 y_1$:

$$ds^2 = \mu^2 dx_1^2 + \nu^2 dy_1^2.$$

Détermination du système de coordonnées.

On prend naturellement un système de coordonnées tel que le contour C soit représenté par $x_1 = cst$. La fonction f étant choisie sous réserve de satisfaire à cette condition, la fonction g est déterminée par la recherche des trajectoires orthogonales de la famille de courbes $x_1 = cst$.

La fonction f peut être choisie d'une infinité de façons. Nous indiquerons quatre procédés différents qui peuvent conduire, avec plus ou moins de bonheur, à une intégration suivant la forme du contour C.

1° Quand ce dernier est défini par l'équation $h(x, y) = 0$, on peut prendre la fonction f identique à h en posant

$$x_1 = h(x, y).$$

Le contour C correspond à $x_1 = 0$.

2° Dans le cas où le contour C est une courbe fermée, il est souvent utile de prendre comme famille des courbes $x_1 = cst$ les courbes parallèles à C. Les courbes orthogonales sont des droites définies par l'angle θ qu'elles font avec Ox (*fig.* 6).

La fonction H (x_1, θ) étant évidemment périodique et de période 2π en θ peut être décomposée en série de Fourrier :

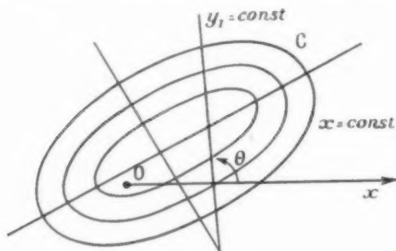


Fig. 6.

$$\text{H} = \sum_{n=0}^{n=\infty} \text{H}_n(x_1)\cos n\theta,$$

et le problème de Neumann se ramène à un système d'équations différentielles. Nous verrons, par cette méthode, le cas du cercle dans lequel la condition

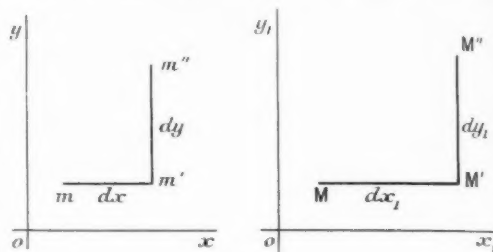


Fig. 7.

que ν et μ sont indépendants de θ entraîne immédiatement

$$\text{H}_n(x_1) \equiv 0$$

sauf pour $n = 0$.

3° On peut choisir à l'avance, dans certains cas, le système de coordonnées x_1, y_1 de telle façon que $\nu = \mu$.

Il est facile de montrer que ceci a lieu lorsque x_1 et y_1 constituent la partie réelle et la partie imaginaire d'une fonction analytique Z de la variable complexe $x + iy$. On sait, en effet, que cette transformation x_1, y_1 représente l'ensemble des transformations conformes, c'est-à-dire qui conservent les angles. Le triangle élémentaire $m\,m'm''$ de côtés dx et dy se transforme en un triangle semblable MM'M'' de côtés dx_1 et dy_1 (*fig.* 7).

En désignant par $k(x_1, y_1)$ le rapport de similitude $\dfrac{mm''}{\text{MM}''}$, on a la relation évidente

$$mm''^2 = ds^2 = k^2(dx_1^2 + dy_1^2).$$

Ce système de coordonnées est, en particulier, employé dans les coordonnées elliptiques dont les courbes représentatives constituent le faisceau linéaire tangentiel formé par un double réseau de coniques homofocales. Il nous permettra de résoudre le problème de Neumann dans le cas particulier où C est une ellipse.

Signalons encore que cette méthode s'applique également au cas où le contour C est composé de deux cercles non concentriques. On peut ainsi calculer l'onde « type H_0 » pour les lignes bifilaires et les coaxiaux décentrés (*fig.* 8).

4° Nous verrons par la suite que, lorsque le problème de Neumann se ramène à un système d'équations différentielles, les principales difficultés rencontrées pour obtenir une solution holomorphe dans une surface donnée, sont relatives aux points

singuliers des courbes coordonnées à l'intérieur de cette surface. En chacun de ces points, les conditions de Fuchs doivent être appliquées à chaque

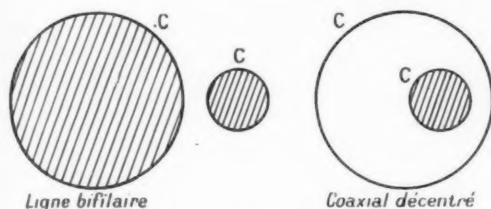


Fig. 8.

équation pour savoir si elle peut fournir une solution holomorphe.

En général, il existe une ligne de points singuliers. On peut, toutefois, trouver un système de coordonnées particulier, dans lequel le nombre de points singuliers est nul dans le cas où le contour C se compose de deux courbes fermées et seulement égal à 1 lorsque C se compose d'une courbe fermée.

Considérons, en effet, dans ce dernier cas, un point A à l'intérieur de C (*fig.* 9) et cherchons la répartition du potentiel électrostatique due à une charge constante $+Q$ placée en A et à une charge $-Q$ disposée sur C. On sait que les lignes de coordonnées définies par le potentiel et les lignes de force électriques forment un système orthogonal n'ayant pas d'autres points singuliers que le point A. La recherche de ces lignes est malheureusement assez difficile dans le cas général; elle est liée à la résolution de l'équation intégrale de Fredholm. Toutefois, elle a été poussée assez loin dans un assez grand nombre de cas. Les conditions de Fuchs

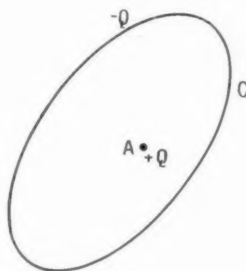


Fig. 9.

doivent être appliquées au point A et permettent de déterminer les points A où les solutions des équations différentielles deviennent holomorphes, c'est-à-dire où le problème de Neumann admet une solution.

Résolution du problème de Neumann.

Cherchons d'abord la résolution du problème dans le cas simple où la fonction II peut être mise sous la forme

$$\text{II} = f(x_1)\,g(y_1).$$

Ce cas est obtenu dans un système de coordonnées pour lesquelles les deux conditions suivantes sont remplies :

$$\mu = \nu,$$
$$\mu^2 = \varphi(x_1) + \psi(y_1).$$

Remarquons que le cas où le rapport $\frac{\mu}{\nu}$ est égal au rapport d'une fonction $u(x_1)$ par une fonction $v(y_1)$ se ramène au cas précédent à l'aide du changement de variables

$$X_1 = \int u(x_1)\,\mathrm{d}x_1$$

et

$$Y_1 = \int v(y_1)\,\mathrm{d}y_1.$$

L'équation (3) devient, avec $\mu = \nu$,

$$\frac{f''}{f} + \frac{g''}{g} + \alpha^2\mu^2 = 0.$$

En dérivant par rapport à x_1, puis y_1, l'équation précédente, on voit que μ^2 doit satisfaire à l'équation aux dérivées partielles $\frac{\partial^2\mu^2}{\partial x_1\,\partial y_1} = 0$ la fonction μ^2 est bien de la forme indiquée :

$$\mu^2 = \varphi(x_1) + \psi(y_1).$$

La résolution de l'équation aux dérivées partielles, dans ce cas, se ramène à la résolution des deux équations différentielles

$$f'' + \left(\alpha^2\varphi(x_1) - k\right)f = 0,$$
$$g'' + \left(\alpha^2\psi(y_1) - k\right)g = 0.$$

Les points singuliers correspondent aux pôles des fonctions $\psi(x_1)$ et $\varphi(y_1)$. Les conditions de Fuchs doivent être appliquées à ces points.

Rappelons les conditions de Fuchs dont l'application est fondamentale dans les problèmes d'ondes guidées.

Étant donnée une équation différentielle de la forme

$$y'' + p_1(x)\,y' + p_2(x)\,y = 0,$$

cette équation admet une solution holomorphe au voisinage d'un point $x = a$ si les deux conditions suivantes sont remplies :

1° $(x-a)\,p_1(x)$ et $(x-a)^2\,p_2(x)$ sont holomorphes en a, c'est-à-dire que l'on peut poser

$$p_1(x)=\frac{A}{(x-a)}+H_1(x),$$

$$p_2(x)=\frac{B}{(x-a)^2}+\frac{C}{(x-a)}+H_2(x),$$

A, B et C étant trois constantes et H_1 et H_2 étant deux fonctions holomorphes en a.

2° Si l'équation déterminante relative au point a

$$F(r)=r(r-1)+Ar+B,$$

admet au moins une racine positive.

Les solutions sont alors de la forme

$$y=(x-a)^{r_1}P(x),$$

(P fonction holomorphe et non nulle en a), r_1 étant une des racines de l'équation déterminante. Lorsque les deux racines sont positives, il y a deux solutions distinctes si la différence r_2-r_1 n'est pas un nombre entier. Dans le cas contraire, les deux solutions ne sont pas distinctes, sauf si une condition supplémentaire est imposée à $p_1(x)$ et $p_2(x)$.

Cherchons maintenant dans le cas des ondes « type H_0 » les conditions aux limites sur le contour C.

On a

$$f'=g'=0 \quad \text{sur } C.$$

Lorsque le système de coordonnées est tel que le contour C est défini par $x_1=a$ (cas d'une seule courbe) ou par $(x_1-a)(x_1-b)=0$ (cas de deux courbes), la condition $g'=0$ sur C entraîne alors $g=cst$. Cela n'est possible que si $\psi(y_1)$ est une constante.

On en déduit la règle générale :

Il n'existe pas d'onde « type H_0 » dans laquelle les champs soient donnés par le produit de deux fonctions séparées. Dans le cas où les coefficients de l'invariant métrique ne dépendent que de la variable définissant le contour, il existe une onde « type H_0 » dont les champs ne dépendent que de cette variable et sont indépendants de la variable conjuguée. C'est la raison pour laquelle la dénomination « type H_0 » peut s'appliquer à ce genre d'onde.

Cas général. — Dans le cas général, la fonction **H** ne peut admettre une solution de la forme $\mathbf{H}(x_1)$; il peut être alors indiqué de chercher un développement en série de Taylor par rapport à la variable x_1 :

$$\mathrm{H}=\mathrm{H}_0(y_1)+(x_1-a)\mathrm{H}_1(y_1)+(x_1-a)^2\mathrm{H}_2(y_1)+\ldots+(x_1-a)^n\mathrm{H}_n(y_1)+\ldots.$$

Les conditions aux limites donnent

$$\frac{d\mathrm{H}_0}{dy_1}=0,$$

$$\mathrm{H}_1=0,$$

c'est-à-dire que si $g_2, g_3, \ldots, g_n$ représentent des fonctions de y_1, on a

$$\mathrm{H}=A+(x_1-a)^2g_2(y_1)+\ldots+(x_1-a)^hg_h(y_1)+\ldots.$$

L'application de l'équation (3) permet de calculer les fonctions $g_2, g_3, \ldots, g_n$ qui dépendent de α^2. Il faut alors écrire que ces fonctions rendent la série **H** uniformément convergente dans le domaine considéré.

Dans le cas d'un seul contour fermé, la condition de convergence doit être appliquée aux points singuliers des fonctions μ et ν. On retrouve des conditions analogues à celles de Fuchs et ces conditions permettent de déterminer α^2.

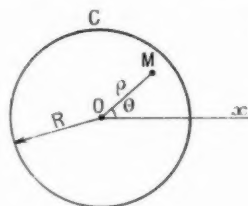


Fig. 10.

Dans le cas de deux contours fermés, il peut se faire qu'aucune condition de convergence ne soit à appliquer. Toutefois, les conditions aux limites doivent être appliquées à une autre valeur b de x_1.

Remarquons que, lorsque les coefficients de l'invariant métrique ne dépendent que de la variable x_1, les fonctions $g_2, \ldots, g_n$ se réduisent à des constantes et la fonction **H** est alors directement donnée par son développement limité au voisinage de $x_1=a$.

Cas particuliers. — 1° C *est un cercle*. — La méthode des courbes parallèles à C conduit visiblement à prendre le système de coordonnées polaires θ, ρ (*fig.* 10).

L'invariant métrique étant donné par la relation

$$ds^2=d\rho^2+\rho^2d\theta^2,$$

on voit facilement que le problème de Neumann se réduit à la résolution de l'équation différentielle

$$\frac{d^2\mathrm{H}}{d\rho^2}+\frac{1}{\rho}\frac{d\mathrm{H}}{d\rho}+\alpha^2\mathrm{H}=0,$$

$$\frac{d\mathrm{H}}{d\rho}=0 \quad \text{sur le contour } (\rho=R).$$

Le seul point singulier dans le domaine considéré ($\rho < R$) est obtenu pour $\rho = 0$.

Appliquons, au point $\rho = 0$, les conditions de Fuchs.

La première condition est vérifiée puisque $\rho p_1(p)$ est égal à 1 et $p_2(\rho)$ est holomorphe.

L'équation déterminante est ici

$$r(r-1) + r = 0.$$

On voit qu'elle n'admet qu'une seule solution double $r = 0$.

Il s'ensuit qu'il existe une solution et une seule holomorphe au point O. Cette solution se met sous la forme $\rho^r P(\rho)$ avec $r = 0$ et $P(0) \neq 0$.

En conséquence, cette solution n'est pas nulle au point O et peut être prise égale à 1.

C'est, par définition, la fonction de Bessel de première espèce :

$$H = J_0(\alpha\rho).$$

Les conditions aux limites donnent les valeurs de α qui correspondent aux maxima et aux minima de $J_0(\alpha R)$.

$$J'_0(\alpha R) = 0. \tag{4}$$

Les formules (1) donnent les champs électriques et magnétiques

$$\vec{E}\begin{cases} E_\varphi = ik J'_0(\alpha\rho), \\ E_\rho = 0, \\ E_z = 0, \end{cases} \qquad \vec{H}\begin{cases} H_\rho = ik_z J'_0(\alpha\rho), \\ H_\varphi = 0, \\ H_z = -\alpha^2 J_0(\alpha\rho). \end{cases}$$

Les lignes de force électriques sont des cercles concentriques, le vecteur électrique est bien nul sur le contour.

Montrons que nous pouvons retrouver cette solution par l'application de la méthode générale exposée précédemment.

Prenons, comme il a été indiqué, le développement en série de Taylor par rapport à la valeur $\rho = R$ correspondant au contour.

On obtient

$$H = A + (\rho - R)^2 g_2 + \ldots + (\rho - R)^n g_n + \ldots$$

et l'on a vu que les fonctions de g_n (9) étaient des constantes.

L'application de l'équation (3) donne

$$\frac{d^2 H}{d\rho^2} + \frac{1}{\rho}\frac{dH}{d\rho} + \alpha^2 H = a_0 + a_1(\rho - R) + \ldots + a_n(\rho - R)^n + \ldots$$

avec les valeurs des a :

$$a_0 = 2g_2 + \alpha^2 A,$$
$$a_1 = 6g_3 + \frac{2g_2}{\rho},$$
$$\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots$$
$$a_n = (n+2)(n+1)g_{n+2} + \frac{n+1}{\rho}g_{n+1} + \alpha^2 g_n,$$
$$\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots$$

Le développement limité des a_n étant identiquement nul pour $\rho = R$, on a

$$a_0 = a_1 \ldots = a_n = 0 (\rho = R).$$

Ces équations permettent de calculer g_2, g_3, g_n de proche en proche (A est pris égal à 1 sans nuire à la généralité)

$$g_2 = -\frac{\alpha^2}{2},$$
$$g_3 = \frac{\alpha^2}{6R},$$
$$g_{2p} = \frac{-\frac{\alpha^2}{2} + \ldots + (-1)^p \frac{p\alpha^{2p} R^{2p-2}}{2^{2p}(2p!)^2}}{2p(2p-1)R^{2p-2}}.$$

Le seul point singulier est le point $\rho = R$.

Nous écrirons que pour $\rho = R$, la série $R^n g_n$ est uniformément convergente.

Or, le terme $g_{2p} R^{2p}$ est donné par la formule

$$R^{2p} g_{2p} = \frac{1}{2p(2p-1)}\left[-\frac{\alpha^2 R^2}{2} + \ldots + \frac{(-1)^p p(\alpha^2 R^2)^{2p}}{2^{2p}(2p!)^2}\right].$$

Il se met sous la forme d'un polynome de degré $2p$ qui représente les p premiers termes d'une série entière par rapport à la variable αR.

La condition nécessaire et suffisante pour que la série $R^n g_n$ soit convergente est que cette dernière série soit nulle.

Il s'ensuit que αR est déterminé par l'annulation de la série précédente.

Il est facile en considérant l'équation différentielle définissant la fonction de Bessel, de voir que la série en αR n'est autre que le développement en série entière du produit

$$\alpha R J'_0(\alpha R).$$

On retrouve encore la condition (4).

Toutefois, il est important de remarquer que cette condition (4) est ici obtenue d'une manière tout à fait différente.

Dans le premier cas, nous avons cherché une solution de l'équation différentielle holomorphe au voisinage du point singulier et la condition (4) est alors une condition aux limites. Au contraire, dans le deuxième cas, nous avons, à l'avance, choisi une solution satisfaisant aux conditions aux limites et la condition (4) est alors uniquement déterminée par des conditions de continuité au voisinage du point singulier. Cet exemple nous montre, de façon très visible, le caractère intrinsèque des conditions aux limites qu'il est impossible de séparer de l'équation aux dérivées partielles, sauf dans des cas très particuliers.

2. C *est composé de deux cercles concentriques.* — Aucun point singulier n'existe dans le domaine.

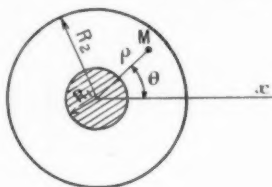


Fig. 11.

Nous obtenons une solution de l'équation (3) de la forme

$$\text{H} = A J_0(\alpha\rho) + B Y_0(\alpha\rho),$$

Y_0 étant la fonction de Neumann,
α est déterminé par la condition

$$\frac{J_1(\alpha R_1)}{Y_1(\alpha R_1)} = \frac{J_1(\alpha R_2)}{Y_1(\alpha R_2)}$$

obtenue en écrivant que $\frac{d\text{H}}{d\rho}$ est nul pour

$$\rho = R_1 \quad \text{et} \quad \rho = R_2.$$

Traçons la courbe

$$y = \frac{J_1(\alpha\rho)}{Y_1(\alpha\rho)}.$$

Elle est composée de plusieurs arcs $A_1, A_2, \ldots, A, \ldots$. Soient $\mu_0, \mu_1, \ldots, \mu_n$ et $\nu_0, \nu_1, \ldots, \nu_n$ respecti-

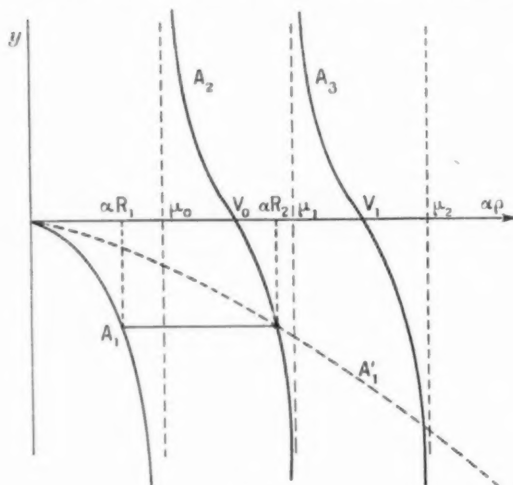


Fig. 12.

vement les zéros de Y_0 et de J_0. Soient $A'_1, A'_2, \ldots, A'_n$ les arcs de la courbe affine de la courbe y par rapport à l'axe des $\alpha\rho$ et dans le rapport $k = \frac{R_2}{R_1}$.

Les valeurs de αR_1 et αR_2 sont données par les intersections des arcs $A'_1, A'_2, \ldots, A'_n$ avec les arcs $A_2, \ldots, A_n$. Lorsque k est très grand, αR_2 est légèrement plus grand que ν_0 (c'est la valeur correspondant au cercle R_2 seul). Lorsque k diminue, α augmente de façon continue.

3° C *est une ellipse.* — Ce cas offre un certain intérêt pratique puisque l'ellipse représente la courbe vers laquelle tend un cercle lorsqu'un solide de forme circulaire se déforme sous l'action d'une pression extérieure ou même de son propre poids.

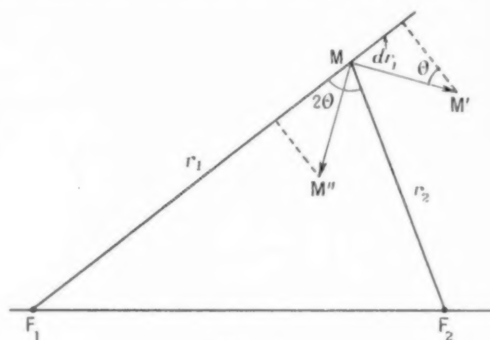


Fig. 13.

Pour l'étudier, posons (*fig.* 13)

$$MF_1 = r_1, \qquad MF_2 = r_2 \qquad (F_1 \text{ et } F_2 \text{ foyers de l'ellipse}),$$

soit

$$x_1 = r_1 + r_2, \qquad y_1 = r_1 - r_2 \qquad \text{avec} \quad F_1F_2 = 2c.$$

Les lignes de coordonnées x_1, y_2 sont des ellipses et hyperboles homofocales.

Les tangentes à l'ellipse et à l'hyperbole sont les bissectrices intérieure et extérieure de l'angle $\widehat{F_1MF_2} = 2\theta$; soit M' le point voisin de M sur la normale extérieure. On a

$$MM' = \frac{dr_1}{\sin\theta},$$

cette relation étant obtenue en projetant M' sur F_1M.

Or, $r_1 + r_2$ restant constant le long de MM', on a

$$dy_1 = dr_1 - dr_2 = 2\,dr_1 = 2\,MM'\sin\theta.$$

Si M'' est le point voisin de M sur la bissectrice intérieure, on a de même

$$dx_1 = 2\,MM''\cos\theta.$$

L'invariant métrique est donc ici

$$ds^2 = \frac{dx_1^2}{4\cos^2\theta} + \frac{dy_1^2}{4\sin^2\theta},$$

θ est donné par la relation

$$4c^2 = r_1^2 + r_2^2 - 2r_1 r_2 \cos 2\theta.$$

On obtient immédiatement en développant

$$\cos^2\theta = \frac{x_1^2 - 4c^2}{x_1^2 - y_1^2},$$

$$\sin^2\theta = \frac{4c^2 - y_1^2}{x_1^2 - y_1^2}.$$

On est dans le cas où

$$\frac{\mu^2}{\nu^2} = \operatorname{tg}^2\theta = \frac{4c^2 - y_1^2}{x_1^2 - 4c^2}$$

est le rapport d'une fonction de x_1 par une fonction de y_1.

Faisons le changement de variable (voir p. 99)

$$X_1 = \int \frac{dx_1}{\sqrt{x_1^2 - 4c^2}} \qquad \text{ou} \qquad x_1 = 2c \operatorname{ch} X_1,$$

$$Y_1 = \int \frac{dy_1}{\sqrt{4c^2 - y_1^2}} \qquad \text{ou} \qquad y = 2c \cos Y_1,$$

on obtient immédiatement

$$ds^2 = c^2(\operatorname{ch}^2 X_1 - \cos^2 Y_1)(dX_1^2 + dY_1^2).$$

L'équation (3) donne, par rapport aux variables X_1 et Y_1 :

$$\frac{\partial^2 \mathbf{H}}{\partial X_1^2} + \frac{\partial^2 \mathbf{H}}{\partial Y_1^2} + \alpha^2 c^2(\operatorname{ch}^2 X_1 - \cos^2 Y_1)\mathbf{H} = 0.$$

On voit que l'on est dans le cas où l'équation aux dérivées partielles admet des solutions sous la forme du produit de deux fonctions séparées (ce sont des fonctions de Mathieu) mais aucune de ces solutions ne satisfont aux conditions aux limites $\frac{\partial \mathbf{H}}{\partial x_1} = \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial y_1} = 0$, puisque l'invariant métrique est fonction des deux variables séparées X_1 et Y_1.

Le problème ne peut donc être résolu que dans sa généralité sous la forme de la recherche générale d'une fonction $\mathbf{H}(x_1, y_1)$.

Toutefois, dans le cas où l'ellipse a une faible excentricité (*fig.* 14), le calcul de la fonction $\mathbf{H}$ peut être conduit assez loin.

Posons, en effet,

$$\mathbf{H} = \mathbf{H}_1 + \mathbf{H}_2.$$

$\mathbf{H}_1$ est fonction de X_1 seulement et $\mathbf{H}_2$ est donné par le développement en série de Fourier

$$\mathbf{H}_2 = \Sigma \alpha_n(x_1) \cos n y_1.$$

En supposant c petit, il est facile de voir que X_1 est très grand devant 1 et que Y_1 représente à peu près l'angle d'azimuth θ. Le développement de $\mathbf{H}_1$ et $\mathbf{H}_2$ donne

$$\mathbf{H}_1 \sim J_0(\alpha\rho),$$

$$\mathbf{H}_2 \sim \sum_{n=2}^{n=\infty} u_n J_n(\alpha\rho) \cos n\theta,$$

u_n étant un nombre petit devant 1.

Le terme u_1 n'est pas à considérer, $J_1(\alpha R)$ étant égal à zéro.

Il reste maintenant à satisfaire aux conditions aux limites pour calculer les u_n qui sont des fonctions de c supposé très petit.

A première vue, la condition habituelle $\frac{\partial \mathbf{H}}{\partial \theta} = 0$ sur le contour semble indiquer que la série de Fourier $\mathbf{H}_2$ est constante et que tous les u_n sont

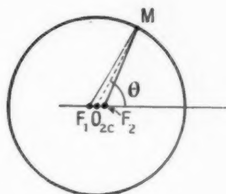


Fig. 14.

nuls, auquel cas aucune onde « type H_0 » ne pourrait circuler dans le guide elliptique. Il n'en est rien, car la condition $\frac{\partial \mathbf{H}}{\partial \theta} = 0$ ne peut s'appliquer pour la fonction $\mathbf{H}$. On retrouve encore ici une application de la remarque déjà signalée lors de l'étude du guide circulaire. Il est impossible, dans le cas général, de séparer une équation aux dérivées partielles de ses conditions aux limites.

Ce qui était possible dans le cas du cercle par la première méthode d'intégration, ne peut plus s'appliquer ici où le contour est représenté par une fonction $\rho(\theta)$. Il est possible toutefois de trouver une valeur approchée des u_n en écrivant que la fonction $\mathbf{H}$ est indépendante de θ sur le contour.

La méthode de calcul est alors la suivante :

On développe d'abord la fonction $\rho(\theta)$ représentant le contour en série de Fourier :

$$\rho(\theta) = R + \sum_{n=1}^{n=\infty} v_n \cos n\theta,$$

les v_n étant du premier ordre en c.

On développe ensuite $J_0(\alpha\rho)$ en série de Fourier

$$J_0(\alpha\rho) = J_0(\alpha R) + \sum_{n=2}^{n=\infty} a_n \cos n\theta.$$

les a_n étant du deuxième ordre en c puisque $J'_1(\alpha R)$ est voisin de zéro.

Une solution approchée de la série de Fourrier est obtenue en prenant

$$u_n J_n(\alpha R) = -a_n.$$

Comme on le voit, tous les termes de la série sont du deuxième ordre par rapport à c.

Le calcul montre que le terme u_2 est prépondérant.

Il s'ensuit le résultat pratique suivant :

La forme d'onde n'est pas sensiblement modifiée sur la presque totalité de l'ellipse où les lignes de force électriques sont constituées par des ellipses à peu près homofocales avec l'ellipse initiale. Toutefois aux deux extrémités du grand axe, les lignes de force sont beaucoup plus resserrées sur l'ellipse.

La constante α est une fonction continue de c au voisinage de $c = 0$ et prend la valeur $\frac{\nu_0}{R}$ pour $c = 0$. La vitesse de propagation est aussi une fonction continue de c. Ces deux valeurs sont minima pour $c = 0$ et leur variation est du deuxième ordre par rapport à c.

Un guide circulaire possède donc la fréquence de coupure la plus basse pour l'onde « type H_0 » lorsqu'il se déforme pour devenir une ellipse.

DEUXIÈME PARTIE

Étude physique de l'onde H_0.

Création de l'onde H_0 du guide circulaire.

Nous avons déjà indiqué la difficulté qu'il y avait à obtenir la création d'une onde H_0 à partir d'une onde de structure différente. Ceci à cause du fait que l'impédance caractéristique de cette onde est infinie.

Nous allons, toutefois, indiquer deux modes de création de l'onde H_0 qui introduisent un faible pourcentage d'ondes parasites.

Le premier mode de création, imaginé par Henri Gutton en 1942 (¹), est basée sur une adaptation progressive de l'impédance d'une onde H_{01} d'un guide rectangulaire à celle de H_0 au moyen d'un transformateur d'onde de dimensions longitudinales convenables.

On constitue, pour réaliser ce dispositif (*fig.* 15), un transformateur d'onde ayant la forme d'un solide creux de section trapézoïdale, dont l'une des bases Q décroît jusqu'à zéro en O, tandis que l'autre Q_1 demeure constante et dont la hauteur croît dans la proportion de 1 à 1,22 depuis la valeur b jusqu'au rayon R du guide circulaire futur égal à 1,22 b (cette valeur correspond à la même vitesse de propagation).

La longueur de ce transformateur doit être,

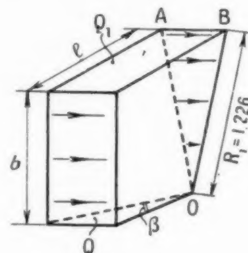


Fig. 15.

au minimum, de trois longueurs d'onde pour éviter les réflexions par le changement d'impédance. L'onde circulant dans le secteur AOB (qui est une fraction d'onde H_0) est transformée en une onde H_0 par l'intermédiaire d'un autre transformateur formé d'un corps cylindrique creux comportant deux paires intérieures obtenues en écartant progressivement les côtés OA et OB jusqu'à ce qu'ils viennent se confondre en O'C (*fig.* 16).

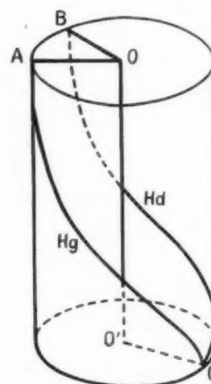


Fig. 16.

Les lieux géométriques des droites OA et OB sont deux hélicoïdes, l'un à droite H_d, l'autre à gauche H_g, limités d'une part par l'axe du cylindre, d'autre part par la surface du cylindre.

On peut ensuite arrêter sans difficulté l'arête métallique composée d'un rayon de guide, l'onde H_0 créée n'est pas perturbée par la présence d'un rayon normal au vecteur électrique.

Dans un autre dispositif imaginé par Paul et

(¹) Brevet français n° 24.448, mai 1942.

ORTUSI [1], l'énergie est amenée dans le guide circulaire par l'intermédiaire d'un guide rectangulaire dans lequel circule l'onde H_{01}. Le guide rectangulaire est placé de telle sorte que le vecteur électrique de l'onde H_{01} soit sensiblement parallèle à celui de l'onde H_0; pour cela, le grand côté du guide rectangulaire est parallèle à l'axe du guide circulaire (*fig.* 17).

L'extrémité du guide rectangulaire coïncide avec la position du maximum du vecteur électrique de l'onde H_0. Elle est donnée par le maximum de la fonction $J_1(\alpha\rho)$. On trouve, par conséquent, que la distance de l'axe à cette extrémité est

$$h = \frac{1,84}{3,83} R.$$

On utilise un correcteur C_1 destiné à ramener un

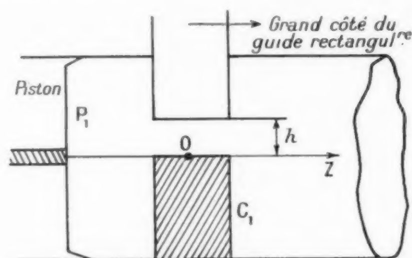


Fig. 17.

champ nul dans l'axe. Il est constitué par un élément de guide rectangulaire symétrique du guide d'onde d'entrée par rapport à l'axe, mais toutefois prolongé jusqu'à l'axe même. Cet élément est de plus terminé sur l'axe par un plan conducteur.

Un piston P_1 placé à l'extrémité du guide circulaire renvoie l'onde dans une phase convenable suivant sa position.

Dans une variante de ce procédé, le guide rectangulaire peut traverser entièrement le guide circulaire. Le rayonnement s'effectue par une fente rayonnante de longueur égale à la longueur d'onde disposée dans le petit côté du guide rectangulaire et symétrique autour de l'axe du guide circulaire (*fig.* 18).

Des pistons adaptateurs P_1 et P_2 sont disposés dans les deux guides. La fente rayonne alors un champ nul dans l'axe et symétrique des deux côtés de l'axe pourvu qu'on prenne la précaution de lui donner une forme trapézoïdale de façon à égaliser l'énergie rayonnée des deux côtés de l'axe.

[1] Brevet français n° 534.993, mars 1947.

Ce champ rayonné se raccorde très bien avec celui de l'onde H_0, surtout si l'on choisit les dimen-

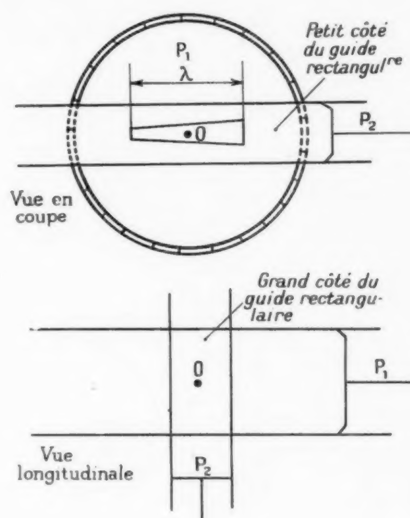


Fig. 18.

sions du guide circulaire pour que le maximum du champ rayonné se fasse à la distance h.

Filtres d'onde.

Trois sortes de filtres d'onde ont été employées, dans le but de favoriser la transmission de l'onde H_0 et de réfléchir les ondes parasites.

1° *Filtres à ailettes.* — Ce sont des plaques métalliques disposées selon des plans diamétraux du guide circulaire (*fig.* 19).

Ces plaques peuvent être prolongées jusqu'à l'axe

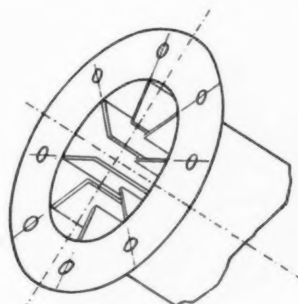


Fig. 19.

du cylindre et constituer des éléments partiels de guide dans lesquels se propage une portion d'onde H_0.

Des correcteurs peuvent être disposés dans chaque

élément partiel de façon à réaliser l'égalité des amplitudes de chacune de ces ondes H_0 (*fig.* 20).

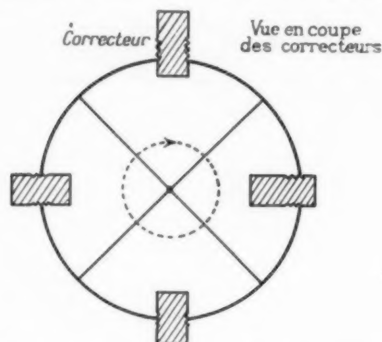


Fig. 20. — Vue en coupe des correcteurs.

A la sortie du filtre, l'onde H_0 se forme tout naturellement si les amplitudes ont été égalisées.

2° *Filtres à secteurs.* — Un filtre à secteurs est composé d'une plaque métallique percée suivant un

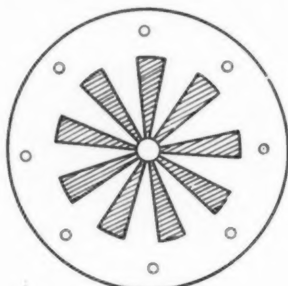


Fig. 21.

certain nombre de secteurs comme l'indique la figure 21.

On constate expérimentalement qu'un nombre

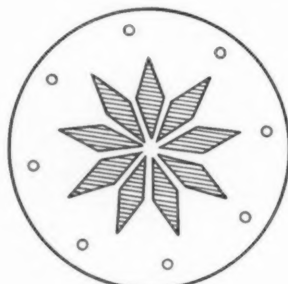


Fig. 22.

impair de secteurs (7 ou 9) filtre davantage l'onde H_0 qu'un nombre pair intermédiaire; probablement par suite de l'élimination plus complète de l'onde H_2 qui possède une fréquence de coupure inférieure à celle de H_0 et présente la structure la plus voisine de cette dernière. Lorsqu'une onde de puissance considérable doit circuler à l'intérieur des secteurs, il est nécessaire de modifier légèrement leur forme de façon à éviter les décharges par ionisation de l'air. Pour cela, les secteurs prennent la forme de losanges dont la plus grande dimension se trouve le long du cercle correspondant au maximum du champ électrique de H_0 (*fig.* 22).

3° *Filtres à anneaux.* — Ce filtre est basé sur la propriété que le courant de l'onde H_0 est uniquement transversal. Il est composé d'anneaux métalliques de diamètre égal à celui du guide, isolés les uns des autres et supportés par un manchon isolant (*fig.* 23).

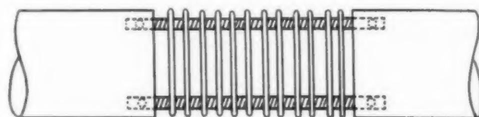


Fig. 23.

Pour cela, le guide est interrompu sur une partie de son parcours et le filtre est inséré entre les deux portions de guide.

Les autres ondes sont rayonnées dans l'espace environnant et seule l'onde H_0 se propage sans perturbation. L'avantage de ce filtre est que les ondes parasites sont moins réfléchies que dans les autres cas et ainsi la surtension dans le dispositif de création de l'onde H_0 peut être prise moins élevée. On modifie, en général, la longueur du filtre et la distance de chaque anneau isolément ou par groupe de façon à obtenir le meilleur résultat.

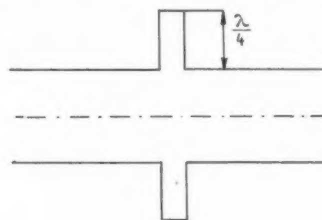


Fig. 24.

A ce filtre, on peut rattacher le filtre constitué par une rainure de révolution tracée dans la paroi du guide et de profondeur $\frac{\lambda}{4}$ (*fig.* 24).

Cette rainure coupe les lignes de courant des ondes parasites en ramenant une impédance infinie en série dans le guide pour ces ondes. Elle est sans effet sur l'onde H_0.

Dispositifs de mesure sur l'onde H_0.

Les mesures sur l'onde H_0 sont très difficiles à réaliser. Une sonde de forme quelconque plongeant dans le guide comporte nécessairement une discontinuité, au point où se situe le cristal détecteur suivi du câble coaxial qui conduit à l'appareil de mesure et cette discontinuité crée des types d'ondes polarisées qui perturbent la mesure.

Par ailleurs, un dispositif de mesure possédant un axe de révolution et ne perturbant pas l'onde H_0 ne peut, par contre, démontrer par sa rotation l'existence d'une onde de révolution. Ses indications

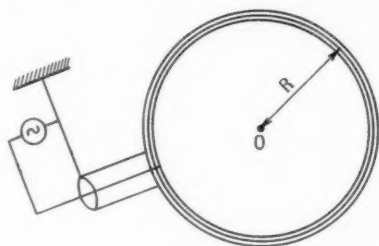


Fig. 25.

sont, en effet, forcément constantes quelle que soit la position du dispositif puisque ce dernier ne possède pas de direction diamétrale privilégiée. Il pourra, par contre, mesurer en valeur relative le champ de l'onde H_0. Un de ces dispositifs est constitué par un anneau, dont le diamètre est égal à celui du guide et disposé dans une section du guide circulaire d'une façon analogue à celle d'un filtre à anneaux. Cet anneau peut être constitué par un certain nombre de fils dont les deux extrémités sont reliées à la masse, l'une d'entre elles après passage par un cristal détecteur (*fig.* 25).

La tension détectée est prise aux bornes du cristal.

Pour mesurer en valeur relative le champ à l'extrémité d'un guide, on peut laisser l'onde se diffracter directement ou par l'intermédiaire d'un cornet. On mesure alors le champ diffracté au moyen d'un mesureur de champ. Le meilleur dispositif de mesure essayé se trouve être le même que celui qui a servi à la création de l'onde H_0, le champ étant directement mesuré dans le guide rectangulaire. Les variations de ce champ lors de la rotation de la partie mobile fournissent la proportion d'ondes parasites et permettent de juger de l'action des filtres.

Pour mesurer les ondes stationnaires, il faut faire attention au fait que les lignes de courant transversales ne soient pas coupées par une fente longitudinale. Cela prohibe l'emploi de sonde coulissante habituellement employée avec les autres guides. Par contre, le coulissage de deux guides circulaires l'un dans l'autre ne perturbe pas l'onde H_0. Aussi, les mesures d'ondes stationnaires se font-elles en laissant la sonde fixe dans le guide et en faisant coulisser soit la partie avant, soit la partie arrière du guide, soit même une portion du guide intermédiaire renfermant la sonde de mesure.

Stabilité de l'onde H_0.

Cette importante question a été abordée dès avant la guerre par Brillouin et Cabrera qui étudièrent la propagation des ondes électromagnétiques dans les guides à section elliptique.

Nous avons vu l'intérêt de cette étude puisque l'ellipse représente la forme vers laquelle tend le cercle sous l'effet d'une pression continue. L'onde H_0 est stable, vis-à-vis d'une faible variation de l'excentricité.

Dans le cas général d'une déformation localisée, par exemple une bosse dans la paroi du guide (*fig.* 26), le problème de la stabilité de l'onde est lié au problème de la recherche de l'onde « type H_0 » circulant dans la portion de guide de section droite déformée.

Si $d\alpha$ représente la variation de la constante de

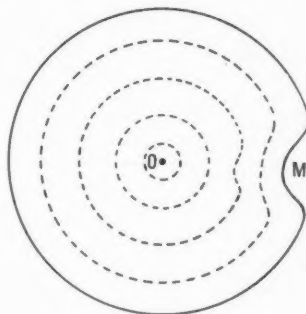


Fig. 26.

propagation α due à la présence de la discontinuité, l'onde subit, du fait de celle-ci, une réflexion dont le coefficient de réflexion moyen est donné par la formule facile à démontrer

$$r = \frac{1}{2}\,\frac{d\alpha}{\alpha}\left(\frac{k^2}{\alpha^2} - 1\right),$$

pour une bosse de dimension longitudinale appréciable. On voit que la réflexion introduite par la bosse est liée au problème de la recherche des variations de α. Le calcul de la variation de α se fait de la façon suivante :

On considère la solution générale du problème de Neumann correspondant à une courbe extérieure donnée par son équation intrinsèque $R = f(s)$ (*fig.* 27).

On suppose, qu'au point $s = s_0$, le rayon de courbure subit une variation dR et l'on calcule la variation $d\alpha$ correspondante.

Nous ne développerons pas ici la suite de ce calcul relativement délicat et nous nous contenterons de donner les résultats auxquels il conduit :

1° La valeur de α est une fonction continue du rayon R, supposé variable, du cercle osculateur au

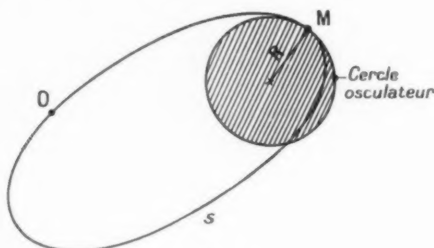


Fig. 27.

contour à l'endroit de la discontinuité. Toutefois, α varie très rapidement lorsque le rayon R diminue et tend vers l'infini lorsque celui-ci tend vers zéro, c'est-à-dire lorsque la courbure augmente indéfiniment au point $s = s_0$. Il s'ensuit que l'onde est stable vis-à-vis d'une bosse *plate* (c'est le cas, en particulier, pour une ellipse de faible excentricité), mais peut subir une réflexion importante et un changement de structure important pour une bosse pointue.

Ces conclusions ont été vérifiées expérimentalement avec un guide à paroi déformable. Nous avons alors constaté qu'une bosse plate, même très large, n'entraîne pas de discontinuité appréciable dans la propagation de l'onde H_0; au contraire, une bosse peu large, mais profonde et ayant une courbure très marquée, entraîne une variation très rapide du coefficient de transmission et arrive même à l'annuler complètement.

2° Le guide circulaire, défini par l'équation intrinsèque $R = \text{const}$, possède la fréquence de coupure la plus basse pour l'onde « type H_0 » lors que la section droite se déforme en gardant son périmètre $\left(S = \int ds\right)$ constant. Naturellement, la fréquence de coupure est d'autant plus basse que le périmètre total est plus grand.

3° L'onde « type H_0 » n'existe pas dans un guide possédant une courbure infinie en un point au moins. En particulier, elle n'existe pas dans les guides rectangulaires. Dans ce dernier cas, lorsque les angles sont arrondis, elle ne peut exister que pour des fréquences très élevées. Cette remarque nous indique d'abord pourquoi les guides circulaires sont seuls employés pour transporter une onde avec le minimum d'atténuation. Enfin, elle nous montre que, malgré leur apparente simplicité, les guides rectangulaires se présentent au point de vue mathématique, comme une classe compliquée de guides, puisque les points singuliers des courbes coordonnées se trouvent sur le contour lui-même.

Effet de la courbure du guide sur la propagation de l'onde H_0.

Lorsque le guide d'onde ne reste plus cylindrique, mais que son axe s'incurve, on doit s'attendre à une instabilité manifeste de l'onde H_0 qui ne peut se propager dans un guide courbé que par l'introduction d'un courant longitudinal.

La question de la stabilité de l'onde H_0 dans les coudes a été récemment étudiée par JOUGUET qui a abouti à la conclusion suivante :

Dans un guide parfaitement conducteur et de grande courbure, il existe un état électromagnétique caractérisé par l'existence de deux ondes, l'une analogue à H_0, l'autre analogue à une onde E_1 se propageant avec la même vitesse de phase, mais

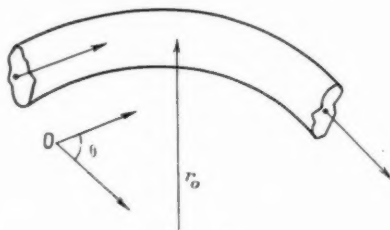


Fig. 28.

toutes les deux d'amplitude variable le long du guide.

Quand l'amplitude de l'onde H_0 est maximum, celle de E_1 est nulle et *vice versa*. L'énergie passe donc alternativement et entièrement de la forme H_0 à la forme E_1.

Si θ désigne l'angle du coude et r_0 le rayon moyen (*fig.* 28), l'onde H_0 est reformée pour les multiples entiers de l'angle $\theta_0 = 155° \frac{\lambda}{r_0}$.

Dans les autres cas, l'onde se transforme partiellement ou même totalement en onde E_1 et une réflexion importante a lieu à l'entrée du coude.

Si le guide est imparfaitement conducteur, l'onde E_1 s'affaiblit plus vite que l'onde H_0 et, par suite, seule cette dernière se conserve au bout d'un certain parcours. Il s'ensuit en conséquence que l'onde H_0 est beaucoup plus stable. Son atténuation est, toutefois, un peu supérieure à l'atténuation d'un élément rectiligne de même longueur. Lorsque le rayon de courbure est très petit, de l'ordre de la longueur d'onde, l'expérience montre qu'il devient très difficile de canaliser l'onde H_0 dans le coude. Nous avons cependant obtenu de bons résultats en disposant convenablement à l'intérieur du coude, une substance diélectrique disposée de façon à égaler la longueur du chemin optique pour toutes les valeurs angulaires du coude.

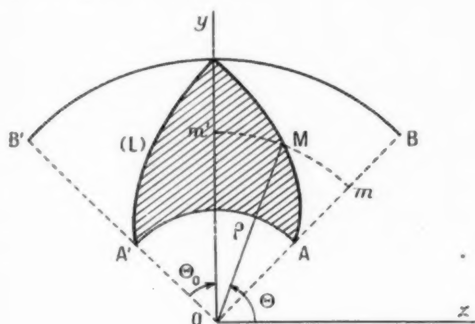


Fig. 29.

La figure 29 montre la disposition de la substance diélectrique dans le coude.

On s'arrange à rendre constant le trajet

$$m\mathrm{M} + \sqrt{\varepsilon}\,\mathrm{M}m'.$$

Si ρ_0 et ρ_1 sont respectivement les rayons du cercle intérieur et extérieur, on a

$$\varepsilon = \left(\frac{\rho_1}{\rho_0}\right)^2.$$

L'équation en coordonnée polaire, de la courbe limite (L) est

$$\rho = \frac{\rho_0\rho_1\theta_0}{\rho_0\theta + \rho_1(\theta_0 - \theta)}.$$

L'expérience montre que cette méthode est d'autant plus satisfaisante que le diamètre du guide est plus grand devant la longueur d'onde.

Atténuation de l'onde H_0.

Nous avons déjà souligné un des caractères essentiels de l'onde H_0. C'est que son coefficient d'atténuation γ tend vers zéro quand la fréquence augmente indéfiniment. Supposons d'abord que le diélectrique interne du guide est l'air.

On désignera par K la valeur $\frac{2\pi}{\lambda}$ où λ est la longueur d'onde dans l'air et par K_z la valeur $\frac{2\pi}{\lambda'}$ où λ' est la longueur dans le guide.

On posera $\alpha^2 = K^2 - K_z^2$ et l'on désignera par $\nu_m(p)$ et par $\mu_m(p)$ respectivement les zéros d'ordre p de la fonction $J_m(x)$ et de la fonction $J'_m(x)$.

On sait que les types d'ondes circulant dans le guide se classent en deux catégories :

1° Les ondes électriques dont le vecteur magnétique est dans le plan de la section droite;

2° Les ondes magnétiques dont le vecteur électrique est dans le plan de la section droite.

La vitesse de propagation dans le guide est définie par les relations

$$\alpha R = \nu_m(p) \quad \text{ondes électriques,}$$
$$\alpha R = \mu_m(p) \quad \text{ondes magnétiques}$$

R étant le rayon du guide.

Lorsque les parois ne sont pas parfaitement conductrices et possèdent une perméabilité magnétique μ et une résistivité ρ non nulle, la théorie conduit aux résultats suivants :

1° pour les ondes E_0 et H_0 ($m = 0$), la forme de l'onde reste identique, seule la constante K_z est modifiée par l'introduction d'un terme imaginaire $K_z(\rho) = K_z(0) - i\gamma$.

L'amplitude du champ électrique décroît exponentiellement comme $e^{-\gamma z}$.

2° Pour les ondes E_m et H_m avec $m \neq 0$, il est impossible de satisfaire aux conditions aux limites en gardant la même structure d'onde. Il faut ajouter à un type d'onde donné (E_m par exemple) une petite composante de l'autre type (H_m en l'occurence), ce qui s'exprime en langage imagé par le fait que le vecteur électrique ou le vecteur magnétique se penche le long de la paroi.

La conclusion générale relative à la constante d'affaiblissement persiste néanmoins.

On peut calculer une valeur approchée de cette dernière constante en déterminant les pertes par effet Joule dans les parois, la forme de l'onde restant inchangée et l'intensité étant calculée à partir des valeurs du champ magnétique le long de la paroi par application du théorème d'Ampère.

Les deux composantes du champ parallèles à la paroi (une longitudinale et une transversale) fournissent les deux composantes du courant (trans-

versale et longitudinale), on en déduit les pertes par les formules de Lord Kelvin.

a. Le courant longitudinal est dû au champ magnétique transversal. Lorsque la fréquence augmente indéfiniment, il tend vers une constante, car le champ magnétique tend vers la valeur du champ électrique (onde plane, homogène, indéfinie). L'épaisseur de peau décroissant alors, il en résulte que les pertes dues à ce courant augmentent indéfiniment.

b. Le courant transversal est dû au champ magnétique longitudinal. Ce dernier tend vers zéro quand la fréquence augmente puisqu'il doit être nul pour l'onde indéfinie. Il en résulte que les pertes dues à ce courant tendent vers zéro lorsque la fréquence augmente.

Dans les deux cas, la puissance transportée tend vers zéro lorsque la fréquence tend vers la fréquence de coupure. Il en résulte que l'amortissement tend vers l'infini. Dans le cas des ondes électriques, le premier courant est seul à considérer. La courbe donnant l'amortissement en fonction de la fréquence présente un minimum d'autant plus élevé que l'ordre p des zéros et l'indice m des ondes E_m est élevé.

Dans le cas des ondes magnétiques, les deux courants sont, en général, à considérer. Mais le premier courant est d'autant plus faible que l'ordre des zéros est élevé et, par suite, la longueur d'onde et la valeur correspondante au minimum des constantes d'affaiblissement est aussi d'autant plus faible. Enfin, dans le cas particulier de l'onde H_0, c'est, au contraire des ondes électriques, le seul courant transversal qui est à considérer. Il en résulte que l'affaiblissement tend vers zéro sans minimum lorsque la fréquence augmente. Ces considérations permettent de justifier les formules théoriques que nous donnons ci-dessous relatives au coefficient γ. On obtient, en effet,

$$\gamma_{E_m} = 8,68.10^5 \sqrt{\frac{\rho\mu}{30}} \frac{1}{2R} \frac{1}{\sqrt{\lambda}} \frac{1}{\sqrt{1-\left(\frac{\nu_m(p)\lambda}{2\pi R}\right)^2}},$$

$$\gamma_{H_m} = 8,68.10^5 \sqrt{\frac{\rho\mu}{30}} \frac{\lambda^{\frac{3}{2}}}{R^3} \frac{1}{\sqrt{1-\left(\frac{\mu_m(p)\lambda}{2\pi R}\right)^2}} \times \frac{\mu_m^2(p)}{8\pi^2}\left[1+\frac{m^2 4\pi^2 R^2}{\mu_m^2(p)\left(1-\frac{m^2}{\mu_m^2(p)}\right)\lambda^2}\right],$$

λ, longueur d'onde (en centimètres);
R, rayon du guide (en centimètres);
μ, perméabilité magnétique de la paroi (nombre pur);
ρ, résistivité de la paroi (en Ω : cm : cm);
γ, affaiblissement en champ (en db : km).

On voit que l'affaiblissement dû au courant transversal diminue comme le cube du rayon lorsque ce dernier augmente seul. En effet, le champ électrique maximum restant le même, la puissance transportée augmente comme le carré du rayon. Or, le champ magnétique longitudinal décroît au contraire, de même que $\frac{1}{R}$. Malgré la résistance des parois qui croît comme R, il s'ensuit que les pertes décroissent en $\frac{1}{R}$. D'où l'explication de la loi en $\frac{1}{R^3}$. Au contraire, l'affaiblissement dû au courant longitudinal décroît seulement comme $\frac{1}{R}$.

Nous avons représenté, dans la figure 30, les courbes représentatives des coefficients γ en fonction de la longueur d'onde pour trois rayons R particuliers.

La courbe 1 est relative à $R = 5$ cm.
La » 2 » à $R = 2$ cm.
La » 3 » à $R = 1$ cm.

On a tracé seulement les courbes relatives à E_0, H_0 et H_1 et cela pour $p = 1$. Il est évident que toutes les courbes $E_m(p)$ étant situées au-dessus de E_0 ne sont pas intéressantes.

L'onde $H_1(1)$ correspond à la longueur d'onde de coupure la plus élevée. Lorsque l'ordre p de l'onde $H_1(p)$ augmente, les minima diminuent en se déplaçant vers la gauche. On n'a pas intérêt à prendre un indice m supérieur à 1 pour avoir un faible affaiblissement. Les ondes $H_1(p)$ avec $p > 1$ n'ont toutefois pas été tracées car toutes ces courbes sont, de toutes façons, situées en entier au-dessus de celle de l'onde $H_0(1)$ correspondant à $m = 0$ et $p = 1$.

Le résultat de cette étude, schématisé par les courbes de la figure 30, montre que l'onde qui peut avoir l'affaiblissement le plus faible est l'onde $H_0(1)$ avec $m = 0$ et $p = 1$ (onde fondamentale). Le rayon doit être pris le plus grand possible et la longueur d'onde la plus courte possible.

Le coefficient

$$\gamma_{H_0} = 8,68.10^5 \sqrt{\frac{\rho\mu}{30}} \frac{\lambda^{\frac{3}{2}}}{R^3} \frac{1}{1-\left(\frac{\mu_0\lambda}{2\pi R}\right)^2} \frac{\mu_0^2}{8\pi^2}$$

avec $\mu_0 = 3,83$ est relatif à l'onde H_0 circulant dans un guide circulaire rectiligne. Lorsque le guide

s'écarte de la forme circulaire ou qu'il présente un coude, l'amortissement est toujours plus grand que γ_{H_0}. Si, en particulier, l'onde H_0 se transforme partiellement en une autre forme d'onde, le coefficient d'amortissement ne tend plus vers zéro lorsque la fréquence augmente indéfiniment.

diélectrique. Ces pertes peuvent être atténuées en le choisissant convenablement. Elles ne varient pas sensiblement avec la fréquence.

b. Les pertes par hystérésis électrique qui augmentent fortement avec la fréquence. Ces dernières semblent prohiber l'emploi d'un diélectrique interne

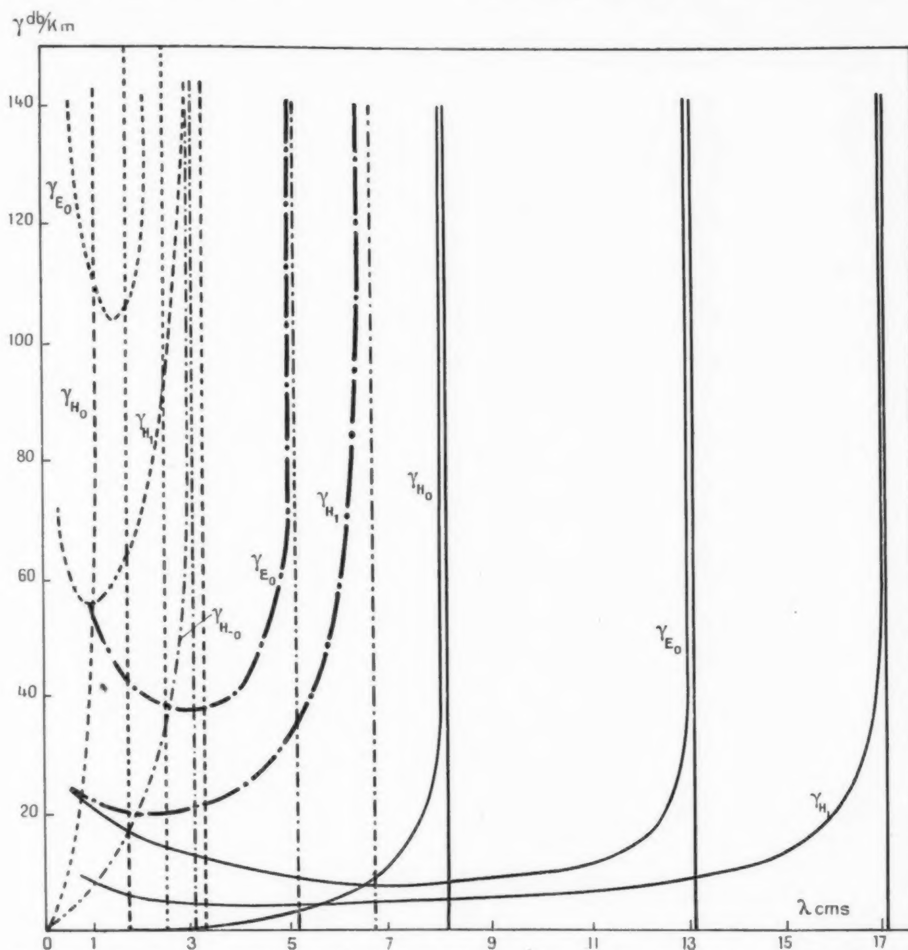


Fig. 30. — Courbes donnant la variation de l'affaiblissement en fonction de la fréquence pour plusieurs diamètres de guides à section circulaire.

- - - - - - - - - - - - - $R = 1$. —.—.—.—.—.—. $R = 2$. ———————— $R = 5$.

Influence du diélectrique de remplissage.

Lorsque le diélectrique de remplissage n'est plus l'air, la constante d'amortissement se modifie de deux manières dont les effets sont contradictoires :

1° Il y a lieu de tenir compte des pertes propres dans le diélectrique qui sont de deux sortes :

a. Les pertes ohmiques dues à la résistivité du

autre que l'air (ou un gaz inerte). Toutefois, il est possible de trouver des corps présentant, sur une fréquence convenable, une absorption sélective rendue très faible.

2° L'influence du diélectrique joue sur les pertes dans les parois. En effet, à champ électrique et magnétique maximum constant, donc à pertes par effet Joule dans les parois constantes, la puis-

sance transportée est proportionnelle à $\sqrt{\varepsilon}$ où ε est la constante diélectrique interne. Il s'ensuit que le coefficient d'amortissement γ est à peu près inversement proportionnel à $\sqrt{\varepsilon}$.

On peut rattacher à ce problème l'influence des dépôts déposés volontairement ou non sur les parois. Ceux-ci fonctionnent comme une couche diélectrique supplémentaire dont on a intérêt à prendre un faible coefficient d'absorption et une faible constante diélectrique.

On fait varier l'épaisseur et la nature de ce dépôt jusqu'à l'obtention du meilleur résultat. Le rôle de ce dépôt est de protéger la paroi sans apporter de modifications trop importantes au coefficient d'amortissement. Parfois, même pour une épaisseur convenable, il est possible de diminuer ce dernier.

TROISIÈME PARTIE.

Utilisation de l'onde H_0.

Les propriétés de l'onde H_0, telles que nous venons de voir, permettent de comprendre l'intérêt de l'utilisation de cette onde dans un certain nombre de problèmes. Nous allons passer en revue sommairement les trois plus importantes applications.

I. **Utilisation de l'onde H_0 dans les liaisons par guides d'ondes**. — On sait que, depuis quelques années, s'est trouvé posé aux techniciens, le problème de transporter directement par l'intermédiaire d'un guide d'onde de très haute fréquence, des émissions du genre Multiplex ainsi que des signaux de télévision. Le guide relie alors directement le récepteur à l'émetteur en passant par un nombre minimum de répéteurs. Il est plaisant de constater que cette question est un élément nouveau de l'éternelle querelle entre les *filistes* et les *sans-filistes* qui défraya la chronique de l'activité scientifique avant la guerre. Cette querelle semblait tourner à l'avantage des *sans-filistes* qui préconisaient l'établissement de *câbles hertziens* pour relier une ville à l'autre. La question des liaisons par guide remet tout en suspens. Il est vrai qu'il n'y a plus ici qu'un seul conducteur. On a, toutefois, pu dire, non sans ironie, que si la télégraphie avec fil avait été inventée après la télégraphie sans fil, elle aurait passé pour un progrès notable sur celle-ci. Le problème de guider une onde le long de deux conducteurs étant évidemment, *a priori*, plus difficile que de rayonner celle-ci dans l'espace indéfini. Les formules de Kirchoff auraient été l'aboutissement logique d'une forme particulière d'écriture des équations de Maxwell.

Quoi qu'il en soit, nous n'examinerons, dans le problème des liaisons par guide, que le choix de l'onde porteuse déterminée par l'affaiblissement minimum et comparerons le résultat prévisible avec celui d'un *câble hertzien* réalisé avec une antenne de dimensions acceptables. Nous voyons tout de suite le grand avantage de l'onde H_0 qui peut avoir des coefficients d'affaiblissement très faibles surtout aux fréquences élevées. Nous avons étudié en détail celui-ci ainsi que les conditions de stabilité de l'onde H_0. Celles-ci bien que souvent délicates à réaliser, ne semblent pas prohiber l'utilisation de l'onde H_0. Nous avons vérifié sur de faibles longueurs de guide la stabilité de l'onde et mesuré son affaiblissement, soit par une mesure directe des champs comme il a été indiqué, soit en mesurant le coefficient de surtension propre d'un résonateur constitué par un élément de guide fermé aux deux extrémités et parcouru dans les deux sens par une onde H_0. Nous avons trouvé des chiffres en bonne concordance avec la théorie.

Comparaison entre la propagation par guides et la propagation dans l'air. — Lorsque la propagation se fait dans l'air, en négligeant l'absorption par l'air et en supposant l'émetteur et le récepteur en vue directe, l'affaiblissement de l'onde émise dépend de la surface du cornet émetteur et récepteur et de la longueur d'onde. Ces paramètres étant fixés, on démontre que le meilleur rendement est obtenu lorsque l'onde émise est homogène sur la surface du cornet. Cette condition est impossible à réaliser. Les ondes qui se rapprochent le plus de cette condition optimum sont l'onde H_{01} d'un cornet rectangulaire et les ondes $H_1(1)$ et $H_0(1)$ des cornets circulaires. On démontre que les gains des cornets sont très sensiblement égaux pour ces trois cas considérés.

Ils sont donnés par la formuke commune

$$\Gamma = 20 \log \frac{5\lambda\pi D}{\sqrt{SS'}}.$$

Dans cette formule λ est en cm, D en km : S et S' sont en m² et Γ en db.

Dans la figure 31, les courbes pleines représentent l'affaiblissement (en champ dans le guide récepteur). On suppose $S = S'$ et l'on a tracé les courbes en fonction de λ pour $S = 10$ $\left(\text{si naturellement, on prend } S_1 = \frac{S}{n}, \text{ il faut alors prendre } \lambda_1 = \frac{\lambda}{n}\right)$.

Ces courbes montrent que, pratiquement, on n'est limité que par le manque de visibilité. On a adopté comme limite extrême de la sensibilité d'un récep-

teur, pour un émetteur de 10 W, un coefficient Γ de 100 db, c'est-à-dire une puissance égale à 10^{-9} W.

Les courbes pointillées donnent l'affaiblissement d'un guide excité par l'onde H_0 (1), la formule donnant Γ est

$$\Gamma = \gamma D,$$

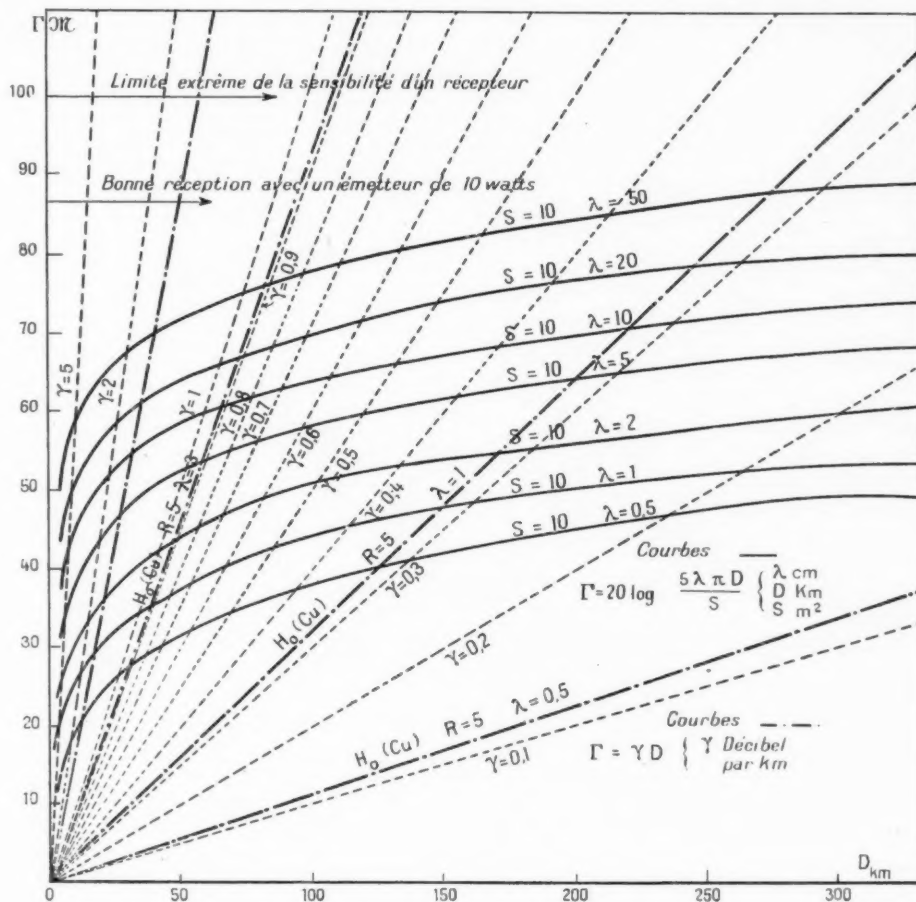


Fig. 31. — Affaiblissement en décibels (champ).

Courbes montrant l'affaiblissement comparé de la propagation par guides circulaires et de la propagation dans l'air par diffraction.

γ ayant les valeurs calculées précédemment pour une paroi en cuivre.

Ces courbes sont évidemment des droites passant par l'origine.

On voit, en particulier que, pour $\lambda = 1$ cm, on peut encore obtenir une bonne réception jusqu'à 300 km sans répéteur. Jusqu'à 150 km, la propagation par guide est supérieure à la propagation dans l'air.

Pour $\lambda = 3$ cm, la limite extrême est de 50 km et l'on rattrape la courbe pleine à 25 km.

Les ondes millimétriques sont, au contraire, très favorables, à la propagation par guides et permettent l'emploi de guides moins encombrants. Par ailleurs l'élévation de la fréquence porteuse permet de transmettre un plus grand nombre de communications simultanément ainsi que des signaux de télévision de meilleure définition.

II. **Utilisation de l'onde H_0 dans la réalisation d'ondemètres à cavités de très grande surtension**. — Cette utilisation est basée sur le peu d'affaiblissement de l'onde H_0 et sur l'absence de courant longitudinal favorable à la création de

pistons sans contacts mécaniques. L'ondemètre se compose d'une cavité cylindrique fermée à un bout et terminée à l'autre bout par un piston P_1 réglable au moyen d'une vis micrométrique (*fig.* 32).

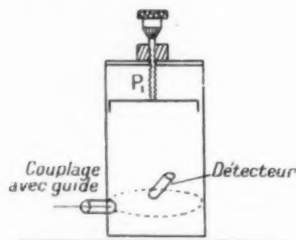


Fig. 32.

Le couplage avec le guide principal et avec le détecteur s'effectue au moyen de deux petites boucles dont le plan est perpendiculaire à l'axe du cylindre. Dans un modèle plus perfectionné (*fig.* 33) le couplage avec un guide rectangulaire s'effectue au moyen de deux trous circulaires situés en deux points du guide rectangulaire où le champ magnétique dans la paroi est un champ tournant ($H_T = H_z$).

Les courants rayonnant à l'intérieur du guide circulaire tournent en sens inverse et engendrent un champ voisin de celui de l'onde H_0. Les deux trous sont symétriques autour de l'axe du guide circulaire et faits dans l'extrémité fixe de celui-ci.

La figure 33 montre le dispositif employé, le piston mobile étant enlevé. Dans ce cas, aucun couplage n'a lieu avec le détecteur, l'ondemètre fonctionne en ondemètre à absorption, c'est-à-dire que l'on mesure normalement le champ transmis dans le guide principal. L'ondemètre est réglé pour annuler l'onde transmise à travers ce dernier.

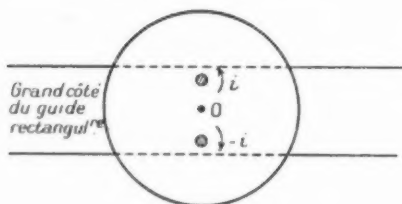


Fig. 33.

On évite, par ce procédé, un couplage supplémentaire, source de diminution de la surtension.

Le piston P_1 dans les deux cas n'est pas en contact direct avec la paroi. Il n'en résulte aucune baisse de surtension pour l'onde H_0 puisqu'il n'y a pas de courants longitudinaux. Par contre, les ondes parasites sont éliminées en très grande partie par l'action même de l'absence de contact de P_1. Dans ces conditions, il est souvent inutile de disposer un filtre d'onde.

Rappelons brièvement la notion de surtension de l'ondemètre afin de souligner l'avantage de l'emploi de l'onde H_0.

Soient u l'angle de réflexion [1] du dispositif de couplage vis-à-vis de l'onde H_0 incidente, γ le coefficient d'atténuation, l la longueur de l'ondemètre, W l'énergie réactive contenue dans la cavité, w_r la puissance rayonnée dans le dispositif de couplage et w_j la puissance perdue par effet Joule dans les parois :

$$W = \frac{l}{4\pi} \iint_S \left| \vec{E}^2 \right| dS,$$

$$w_r = \frac{\lambda u^2 c}{\lambda_g 8\pi} \iint_S \left| \vec{E}^2 \right| dS,$$

$$w_j = \frac{\lambda c \gamma l}{\lambda_g 2\pi} \iint_S \left| \vec{E}^2 \right| dS,$$

E, champ électrique de l'onde H_0 incidente;
λ_g, longueur d'onde de H_0.

Par définition, la surtension est le rapport

$$S = \frac{2\pi c}{\lambda} \frac{W}{w_r + w_j}.$$

On trouve

$$S = \frac{4\pi l \lambda_g}{\lambda^2 (u^2 + 4\gamma l)}.$$

La variation de l'énergie W en fonction de la fréquence est donnée par la formule

$$W = \frac{W_0}{1 + 4S^2 \left(\frac{df}{f}\right)^2}.$$

L'ouverture critique est donnée par la relation

$$u^2 = u_0^2 = 4\gamma l.$$

Elle correspond au maximum d'énergie contenue dans la cavité. On prend, en général, un couplage avec le guide principal tel que u est de l'ordre de u_0. Pour cela, on règle la surface des boucles dans le premier cas, ou le diamètre des trous dans le second. On voit que le couplage peut être d'autant plus faible que γ est petit. Pour $u = u_0$ par exemple, la surtension en charge de la cavité (qui est alors égale à la moitié de la sutension propre) est

$$S = \frac{\pi \lambda_g}{2\gamma\lambda^2}.$$

[1] Voir *Annales de Radioélectricité*, n° 2, p. 120.

Elle est d'autant plus grande que le coefficient d'affaiblissement γ est petit. On obtient facilement des surtensions de l'ordre de 20 000 à 30 000 en prenant la précaution d'argenter soigneusement l'intérieur de la cavité. Cela correspond à une diminution de la moitié de la puissance reçue pour un désaccord de fréquence de 1/10e de mégacycle et cela pour une fréquence moyenne de 3 000 Mc.

Un tel ondemètre est particulièrement utile dans les mesures de fréquences spectrales des magnétrons. La vis micrométrique est, en général, étalonnée par rapport aux harmoniques supérieurs d'un émetteur à fréquence stabilisée au quartz. On peut, toutefois, calculer ses variations relatives. En effet, de la formule

$$k^2 = k_z^2 - \alpha^2,$$

on tire

$$d\lambda_g = \frac{\lambda_g^3}{\lambda^3} d\lambda$$

où

$$\frac{dl}{l} = \left(\frac{\lambda_g}{\lambda}\right)^2 \frac{df}{f}.$$

On peut, par exemple, prendre $\frac{\lambda_g}{\lambda} = 3$.

La variation relative de longueur du piston P_1, pour décrire une courbe de résonance, est donc de

$$\frac{dl}{l} = \frac{9}{30\,000}, \qquad \text{soit} \quad \frac{1}{3\,000}.$$

Pour une longueur de la cavité égale à peu près à 15 cm (λ_g est voisin de 30 cm), cela conduit à une variation dl = 1/20e de millimètre.

On voit que cette variation est facile à réaliser avec une vis micrométrique précise. Le diamètre du guide circulaire doit être assez près du diamètre de coupure pour la longueur d'onde moyenne. La précision diminue quand la longueur d'onde diminue et, par suite, l'ondemètre à onde H_0 a une échelle de fréquence beaucoup plus petite que les ondemètres coaxiaux. Il a, toutefois, une échelle beaucoup plus grande que les ondemètres à cavités rentrantes.

III. **Application de l'onde H_0 aux problèmes de rotation d'antennes**. — On sait qu'il est très important dans les appareils *radars* de pouvoir faire tourner une partie mobile des guides renfermant l'antenne par rapport à une partie fixe liée à l'émetteur. Ceci dans le but de pouvoir explorer tout l'espace avec un pinceau étroit tournant autour d'un axe horizontal ou vertical. Le problème est connu dans la technique des guides sous le nom de *joint tournant*.

Les solutions adoptées jusqu'alors utilisent deux procédés :

a. la transmission de l'énergie par l'intermédiaire d'un câble coaxial;

b. l'utilisation de guides circulaires dans lesquels se propage une onde du type électrique E_0.

Les inconvénients de ces deux procédés sont les suivants :

1° Dans le cas du câble coaxial, la puissance pouvant être transportée sans crainte d'effluves est limitée pratiquement à une valeur trop faible pour de nombreuses applications. De plus, à la jonction entre les parties fixes et mobiles, le système rayonne une quantité importante d'énergie; il est alors nécessaire pour éviter les effluves entre les deux éléments de prévoir un système de *piège à ondes* toujours délicat à réaliser. Le rendement par ailleurs diminue.

2° Dans le cas du guide circulaire avec utilisation de l'onde E_0, une puissance plus importante peut être utilisée sans présenter les inconvénients du câble coaxial. Il est toutefois toujours nécessaire d'employer un *piège à ondes* pour éviter le rayonnement à la jonction de la partie fixe et de la partie mobile puisque l'onde E_0 ne possède qu'un courant longitudinal, coupé entièrement sur toute la longueur de la coupure. Il est évident, *a priori*, que l'emploi de l'onde H_0 est tout indiqué dans les problèmes de rotation de guides. C'est encore une onde de révolution comme E_0, mais elle présente la particularité de ne point avoir de composante longitudinale de courant dans la paroi. Aussi, le fait d'interrompre le guide circulaire pour permettre de pratiquer un joint ne produira alors aucune perturbation sur l'onde H_0.

L'expérience confirme ces prévisions.

On a pu écarter de presque 1 cm les deux parties d'un guide (pour une longueur d'onde de 10 cm) sans changer sensiblement le champ transmis. Il n'est donc nullement nécessaire de prévoir un système de *piège à ondes* puisqu'il n'y a pas de rayonnement à l'extérieur.

Le joint tournant est alors constitué par deux dispositifs créateurs d'onde H_0 tels qu'ils ont été précédemment décrits, l'un servant à transformer l'onde H_{01} d'un guide rectangulaire en onde H_0 d'un guide circulaire et l'autre servant à la transformation inverse.

Le joint se trouve au milieu du guide circu-

aire (*fig.* 34). La longueur totale du guide circulaire (ou la distance entre le guide d'arrivée et de sortie) est réglée de façon à obtenir une résonance de l'onde H_0 créée.

Cette précaution est indispensable, car, outre

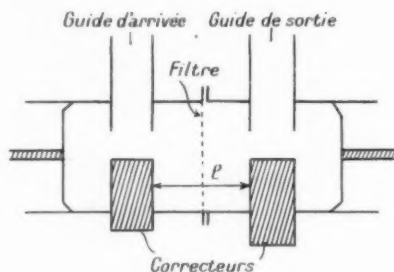


Fig. 34.

l'onde H_0, d'autres ondes parasites, en particulier l'onde H_2, sont également créées.

Un filtre à secteurs est généralement placé à l'endroit de la jonction dans la partie fixe. Les *joints tournants* ainsi réalisés ont été employés avec succès dans la construction d'antennes rotatives à la Compagnie générale de T. S. F. L'expérience montre qu'aucune effluve n'a lieu à l'intérieur du joint, même à des puissances instantanées de l'ordre du mégawatt, lorsque le filtre à secteur a la forme de losanges comme il a été déjà indiqué. Le rendement du joint est très bon et est de l'ordre de 95 %. Le coefficient de transmission est constant à moins de 1/100e près au centre de la bande, lorsqu'on fait tourner la partie mobile. Il ne varie pas plus de 15 % de sa valeur moyenne dans une bande passante de 120 Mc (pour une fréquence moyenne de 3000 Mc). Le taux d'ondes stationnaires reste inférieur à 1,5 dans cette même bande passante.

Conclusion.

Le bref exposé que nous venons de présenter montre les grandes possibilités de l'onde H_0. Celle-ci présente des caractéristiques qui la singularisent notablement des autres types d'ondes. Nous avons souligné certaines difficultés de création et de propagation. Toutefois, les avantages nombreux que son emploi présente dans divers domaines, particulièrement importants de la technique des ondes très courtes, justifient amplement les efforts des chercheurs.

De nombreux travaux restent à faire tant au point de vue théorique qu'au point de vue pratique où il semble que de bien d'autres applications de ce type d'onde peuvent être utilisées notamment dans la technique des antennes.

INFLUENCE DU VECTEUR ÉLECTRIQUE TRANSVERSAL DANS LA LIGNE A RETARD DU TUBE A PROPAGATION D'ONDE (*suite*) (¹).

PAR O. DŒHLER ET W. KLEEN,

Département « Électronique » du Centre de Recherches de la Compagnie générale de T. S. F.

---

9. **Aperçu sur différentes formes de lignes à champ électrique radial intense.**

Dans la première partie de cette étude, nous avons montré que l'action du champ H. F. électrique transversal ou radial dans la ligne à retard du tube à propagation d'onde (T. P. O.) détermine une augmentation de l'amplification du tube. L'effet n'est pas très sensible dans le T. P. O., type Kompfner-Pierce, où la ligne à retard est constituée par une hélice simple, le faisceau se déplaçant parallèlement à l'axe et remplissant l'espace autour de l'axe. Les résultats précédents amènent à rechercher s'il n'existe pas d'autres formes de tubes où l'influence du champ H.F. radial ou transversal sur le gain soit plus prononcée ou même prédominante, et s'il n'est pas possible d'obtenir un gain sensiblement plus élevé grâce à une structure du tube comportant un champ électrique transversal intense.

Il est évident que dans une ligne à retard le champ transversal devient plus intense si l'on introduit, dans la ligne, un conducteur axial et que, pour une puissance transmise donnée, l'énergie contenue dans le champ électrique transversal est d'autant plus élevée, par rapport à celle contenue dans le champ électrique longitudinal, que l'écartement entre le conducteur extérieur et le conducteur intérieur est plus petit.

Il est facile d'indiquer différentes formes correspondant à ces conceptions et dans la figure 7 nous en avons représenté schématiquement quelques-unes qui nous semblent favorables. Parmi ces formes, le système à hélice à symétrie circulaire, hélice munie d'un conducteur axial (*fig.* 7 *a*), est le plus apparenté au système sans conducteur intérieur, type Kompfner-Pierce, le plus souvent utilisé et étudié jusqu'ici. On peut également concevoir un système constitué par une hélice intérieure à un cylindre conducteur, le faisceau tubulaire passant entre les deux (*fig.* 7 *b*). Les systèmes des figures 7 *a* et 7 *b* ne sont pas obligatoirement de section circulaire; des sections rectangulaires ou elliptiques du conducteur et de l'hélice peuvent offrir certains avantages pour des tubes de puissance élevée. La figure 7 *c* montre un guide à conducteur axial muni de nombreuses ailettes nécessaires au ralentissement de l'onde. Dans le dispositif de la figure 7 *d* le ralentissement est obtenu au moyen de disques troués, un conducteur intérieur passant à travers les trous des disques. Les systèmes des figures 7 *a* et 7 *b* se distinguent par une dispersion plus petite de la vitesse de propagation de l'onde et donc par une bande passante électronique plus large que celle des systèmes dans les figures 7 *c* et 7 *d*.

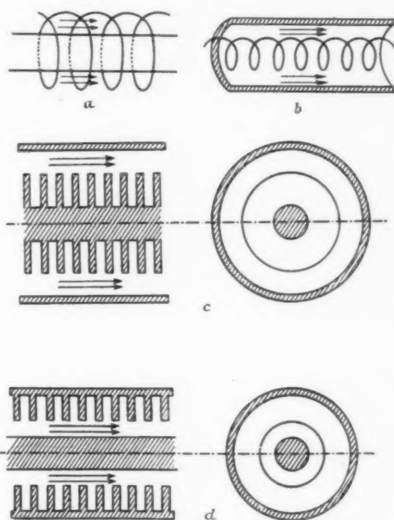


Fig. 7. — Différentes formes de lignes à retard à champ électrique radial intense.

(¹) Première Partie parue dans *Ann. Radioélectr.*, t. IV, janvier 1949, n° 15, p. 76-84.

Les paragraphes 11 à 12 sont consacrés au système de la figure 7 *a* dont le comportement sera calculé dans les mêmes hypothèses que celles indiquées dans le paragraphe 1. Comme le nombre de paramètres est déjà élevé, nous supposerons, en outre, que l'espace libre entre les conducteurs de la ligne à retard est totalement rempli par le faisceau tubulaire, le rayon extérieur $r_{max,0}$ de celui-ci étant égal au rayon r_h de l'hélice et le rayon intérieur du faisceau, égal au rayon r_c du conducteur axial. Cette hypothèse n'est certes pas très bien justifiable étant donné le diamètre variable du faisceau dû à l'action du champ magnétique longitudinal (*voir* Annexe), à l'oscillation des électrons sous l'influence du champ électrique H. F. radial et à l'absorption des électrons par les parois. Toutefois, cette hypothèse permet de comparer valablement les performances du tube étudié et d'un T. P. O. sans conducteur axial en admettant que, dans le dernier, le faisceau ait également le diamètre de l'hélice. L'influence de l'absorption des électrons de bord sera examinée plus loin (§ 14).

10. Simplification des équations du gain, compte tenu du champ radial.

Dans les calculs suivants (§ 11 et 12), il est pratiquement impossible de donner des résultats pour des valeurs quelconques de l'induction B du champ magnétique longitudinal. Nous nous bornerons au cas $B = 0$, $\mathfrak{Z} = 0$ indiquant la limite supérieure de $\bar{\gamma}_{opt}$, et au cas $B = \infty$, $\mathfrak{Z} = \infty$ représentant la limite inférieure de $\bar{\gamma}_{opt}$. En partant de l'équation (31), on a, pour $s = 0$, avec $B = \infty$,

$$(40) \qquad y = -\frac{16}{3^{\frac{3}{2}}} C \frac{xy}{(y^2 + x^2)^2},$$

et avec $B = 0$,

$$(41) \qquad y = -\frac{16}{3^{\frac{3}{2}}} (A + C) \frac{xy}{(y^2 + x^2)^2}.$$

$B = \infty$ correspond à $A = 0$ et indique des conditions de régime dans lesquelles le champ électrique radial n'a pas d'influence sur le comportement H. F. du tube. Pour $B = 0$, l'influence du champ radial est la plus forte.

D'après les notations, x et y sont des grandeurs normalisées et rapportées à $\bar{\gamma}_{opt}$. En écrivant (40) sous la forme

$$(40\,a) \qquad \frac{y}{C^{\frac{1}{3}}} = -\frac{16}{3^{\frac{3}{2}}} \frac{\dfrac{x}{C^{\frac{1}{3}}} \dfrac{y}{C^{\frac{1}{3}}}}{\left[\left(\dfrac{y}{C^{\frac{1}{3}}}\right)^2 + \left(\dfrac{x}{C^{\frac{1}{3}}}\right)^2\right]^2},$$

il est évident que cette équation est analogue à l'équation étudiée dans [3] et [9].

$$(40\,b) \qquad y = -\frac{16}{3^{\frac{3}{2}}} \frac{xy}{(y^2 + x^2)^2}$$

si l'on remplace

$$\bar{\gamma}_{opt} = \sqrt{3}\left(\frac{1}{32} k_0 R \frac{J}{V_0}\right)^{\frac{1}{3}}$$

par

$$(42) \qquad \bar{\gamma}_{opt,C} = \sqrt{3}\left(\frac{1}{32} k_0 \frac{J}{V_0}\right)^{\frac{1}{3}} (RC)^{\frac{1}{3}}.$$

En partant de (41), on obtient de la même façon

$$(43) \qquad \bar{\gamma}_{opt,A+C} = \sqrt{3}\left(\frac{1}{32} k_0 \frac{J}{V_0}\right)^{\frac{1}{3}} [R(A + C)]^{\frac{1}{3}}.$$

Les équations (42) et (43) montrent qu'il est possible de considérer l'existence de $A > 0$ et de $C > 1$ comme une augmentation de R et donc du couplage entre le faisceau et l'onde, en se limitant toujours aux cas limites $B = 0$ et $B = \infty$. Les équations (42) et (43) permettent ainsi, en remplaçant R par RC ou par $R(A + C)$, d'utiliser également, dans le cas où l'on tient compte du champ électrique radial, les abaques de la figure 2 de l'article cité sous [9]. Dans ces conditions, le calcul du comportement d'un tube repose sur le calcul de l'impédance de couplage R et des grandeurs A et C, la partie réelle de la constante de propagation de l'onde amplifiée étant proportionnelle à $(RC)^{\frac{1}{3}}$ ou $[R(A + C)]^{\frac{1}{3}}$ et comprise entre les valeurs de (42) pour $B = \infty$ et de (43) pour $B = 0$.

Afin de simplifier la représentation des résultats et la comparaison des différents tubes, il nous semble utile de transformer encore (42) et (43) en introduisant la grandeur

$$(44\,a) \qquad F_0(\alpha r_h) = (2R)^{\frac{1}{3}} k^{-\frac{2}{3}} \left(\frac{v}{c}\right)^{\frac{1}{3}} \left(\frac{k}{\alpha}\right)^{\frac{4}{3}},$$

$$(44\,b) \qquad F_C(\alpha r_h) = F_0(\alpha r_h) A^{\frac{1}{3}},$$

$$(44\,c) \qquad F_{A+C}(\alpha r_h) = F_0(\alpha r_h)(A + C)^{\frac{1}{3}},$$

où

$$\alpha^2 = k^2 - \alpha_0^2 \simeq k^2, \qquad \alpha_0 = \frac{\omega}{c},$$

$F(\alpha r_h)$ qui a la dimension $\left(\frac{V}{A}\right)^{-\frac{1}{3}}$ est la fonction introduite par Pierce [1] pour décrire le couplage entre le faisceau électronique et l'onde. Pour l'hélice

sans conducteur intérieur on a, par exemple, d'après [1]

$$(45)\quad F_0(\alpha r_h) = \left[\frac{(\alpha r_h)^2}{240}\left\{(I_1^2 - I_0 I_2)\left(1 + \frac{I_0 K_1}{I_1 K_0}\right) + \left(\frac{I_0}{K_0}\right)^2 (K_0 K_2 - K_1^2) \times \left(1 + \frac{I_1 K_0}{I_0 K_1}\right)\right\}\right]^{-\frac{1}{3}},$$

I_0, I_1, K_0, K_1 étant les fonctions modifiées de Bessel, d'argument αr_h. En portant les valeurs de (44) dans (42) et (43), on obtient, pour $v < c$,

$$(46\,a)\quad \overline{\gamma}_{\text{opt}} = \sqrt{3}\, k_0 \left(\frac{1}{64}\frac{J}{V_0}\frac{c}{v}\right)^{\frac{1}{3}} F_0(\alpha r_h).$$

$$(46\,b)\quad \overline{\gamma}_{\text{opt},\,C} = \sqrt{3}\, k_0 \left(\frac{1}{64}\frac{J}{V_0}\frac{c}{v}\right)^{\frac{1}{3}} F_C(\alpha r_h),$$

$$(46\,c)\quad \overline{\gamma}_{\text{opt},\,A+C} = \sqrt{3}\, k_0 \left(\frac{1}{64}\frac{J}{V_0}\frac{c}{v}\right)^{\frac{1}{3}} F_{A+C}(\alpha r_h).$$

Si J, V_0 et λ sont donnés pour un tube F_0, F_C ou F_{A+C} sont proportionnels à la partie réelle optimum $\overline{\gamma}_{\text{opt}}$ de la constante de propagation de l'onde amplifiée. Rappelons que F_0 est proportionnel à $\overline{\gamma}_{\text{opt}}$ dans le cas d'un faisceau infiniment mince et se propageant le long de l'axe de la ligne à retard; F_0 n'ayant donc pas de signification pour un tube qui possède un conducteur axial. F_C est proportionnel à $\overline{\gamma}_{\text{opt}}$, si l'on tient compte du diamètre fini du faisceau et si l'effet du champ radial est négligé ou encore si l'on a $B = \infty$; F_{A+C} caractérise le gain maximum obtenu pour de petites valeurs de l'induction magnétique B, en tenant compte aussi bien du diamètre fini du faisceau que du champ électrique H. F. radial.

Dans ce qui suit, on calculera F_C et F_{A+C} pour le système à hélice avec conducteur axial; ces valeurs seront comparées avec F_0, F_A et F_{A+C} du tube à hélice sans conducteur axial.

11. Équations du système à hélice avec conducteur axial.

Partant des équations de Maxwell, on obtient, pour le système étudié, les équations suivantes :

Dans l'espace entre le conducteur axial et l'hélice,

$$(47)\quad \begin{cases} a. & E_{z1} = q_1 I_0 + q_2 K_0, \\ b. & E_{r1} = j\dfrac{k}{\alpha}(q_1 I_1 - q_2 K_1), \\ c. & E_{\varphi 1} = -j\dfrac{1}{\alpha}\sqrt{\dfrac{\mu_0}{\varepsilon_0}}(q_3 I_1 - q_4 K_1), \\ d. & H_{z1} = q_3 I_0 + q_4 K_0, \\ e. & H_{r1} = j\dfrac{k}{\alpha}(q_3 I_1 - q_4 K_1), \\ f. & H_{\varphi 1} = j\dfrac{1}{\alpha}\sqrt{\dfrac{\varepsilon_0}{\mu_0}}(q_1 I_1 - q_2 K_1), \end{cases}$$

et dans l'espace à l'extérieur de l'hélice,

$$(48)\quad \begin{cases} a. & E_{z2} = q_5 K_0, \\ b. & E_{r2} = -j\dfrac{k}{\alpha} q_5 K_1, \\ c. & E_{\varphi 2} = +j\dfrac{1}{\alpha}\sqrt{\dfrac{\mu_0}{\varepsilon_0}}\, q_6 K_1, \\ d. & H_{z2} = q_6 K_0, \\ e. & H_{r2} = -j\dfrac{k}{\alpha} q_6 K_1, \\ f. & H_{\varphi 2} = -j\dfrac{1}{\alpha}\sqrt{\dfrac{\varepsilon_0}{\mu_0}}\, q_5 K_1. \end{cases}$$

On a supposé le diamètre du fil de l'hélice infiniment mince. ε_0 est la constante diélectrique du vide ($8{,}84 . 10^{-14}$ As : Vcm), μ_0 la perméabilité du vide ($1{,}256 . 10^{-8}$ Vs : Acm). I_0, etc. sont les fonctions modifiées de Bessel d'argument αr. Le pas p de l'hélice est lié au rayon par

$$\operatorname{tg}\psi = \frac{p}{2\pi r_h}.$$

Le raccordement aux limites doit être fait d'après les conditions suivantes :

$$a.\quad E_z = 0 \quad \text{pour} \quad r = r_c,$$
$$b.\quad E_\varphi = 0 \quad \text{pour} \quad r = r_c.$$

$E = 0$ dans la direction du fil, donc

$$c.\quad E_{z1}\sin\psi + E_{\varphi 1}\cos\psi = 0 \quad \text{pour} \quad r = r_h,$$
$$d.\quad E_{z2}\sin\psi + E_{\varphi 2}\cos\psi = 0 \quad \text{pour} \quad r = r_h,$$

et, par conséquent,

$$e.\quad E_{z1} = E_{z2} \quad \text{et} \quad E_{\varphi 1} = E_{\varphi 2} \quad \text{pour} \quad r = r_h.$$

$H_1 = H_2$ dans la direction du fil (courant nul dans la direction perpendiculaire au fil de l'hélice) et, par suite,

$$f.\quad H_{z1}\sin\psi + H_{\varphi 1}\cos\psi = H_{z2}\sin\psi + H_{\varphi 2}\cos\psi.$$

Tous calculs faits on obtient d'abord l'équation pour la constante de phase $\alpha = \sqrt{k^2 - \alpha_0^2}$ indiquant la vitesse de propagation de l'onde dans la direction de l'axe z.

$$(49)\quad \frac{\alpha_0^2}{\alpha^2}\cot^2\psi = \frac{K_0(\alpha r_h) K_1(\alpha r_c)}{K_1(\alpha r_h) K_0(\alpha r_c)} \times \frac{I_0(\alpha r_h) K_0(\alpha r_c) - K_0(\alpha r_h) I_0(\alpha r_c)}{I_1(\alpha r_h) K_1(\alpha r_c) - K_1(\alpha r_h) I_1(\alpha r_c)}.$$

Elle permet de déterminer

$$y = \frac{\alpha_0}{\alpha}\cot\psi = f(\alpha r_h)$$

avec $\dfrac{r_c}{r_h}$ comme paramètre et donc aussi

$$\frac{\alpha_0}{\alpha}\cot\psi = f(\alpha_0 r_h \cot\psi) = f(y\,\alpha r_h) = f\left\{(2\pi r_h)^2 \frac{1}{\lambda p}\right\}.$$

Dans la figure 8, nous avons tracé, pour différentes valeurs $\frac{r_c}{r_h}$, $\frac{\alpha_0}{\alpha}\cot\psi$ en fonction de $x = \alpha_0 r_c \cot\psi$. Pour des valeurs élevées de x les courbes s'approchent de la valeur $\frac{\alpha_0}{\alpha}\cot\psi = 1 \simeq \frac{v}{c}\cot\psi$, en d'autres termes l'onde se propage le long du fil de l'hélice avec la vitesse de la lumière, tandis que pour x petit cette vitesse de propagation est plus élevée. En comparant les courbes pour différentes valeurs $\frac{r_c}{r_h}$ on voit que l'introduction du conducteur axial diminue la dispersion de vitesse et ce d'autant plus que $\frac{r_c}{r_h}$ s'approche de l'unité.

Les fonctions F_0, F_C et F_{A+C} sont reliées à la puissance se propageant P par

$$F_0 = \left(\frac{q_1 q_1^*}{k^2 P}\right)^{\frac{1}{3}} \left(\frac{v}{c}\right)^{\frac{1}{3}}, \tag{50}$$

q_1^* étant la valeur conjuguée de q_1 ($v < c$).

La puissance P est déterminée par la somme du vecteur de Poynting dans la section

$$P = \pi \mathcal{R}\left[\int_{r_c}^{r_h} (E_{r1} H_{\varphi 1}^* - E_{\varphi 1} H_{r1}^*)\, r\, dr + \int_{r_h}^{\infty} (E_{r2} H_{\varphi 2}^* - E_{\varphi 2} H_{r2}^*)\, r\, dr\right], \tag{51}$$

où $\mathcal{R}$ signifie partie réelle de ..., H^* étant la valeur conjuguée de H.

D'après (47), (48) et (51), on peut écrire

$$P = \frac{\pi}{2}\frac{\alpha_0}{k}\sqrt{\frac{\varepsilon_0}{\mu_0}}\, r_h^2 q_1 q_1^* (M_{I1} + M_{I2} + M_e); \tag{52}$$

avec

$$M_{I1} = \frac{2}{r_h^2}\int_{r_c}^{r_h}\left(I_1 - \frac{q_2}{q_1}K_1\right)^2 r\, dr$$
$$= \frac{1}{r_h^2}\left[r^2\left\{\left(I_1 - \frac{q_2}{q_1}K_1\right)^2 - \left(I_0 + \frac{q_2}{q_1}K_0\right) \times \left(I_2 + \frac{q_2}{q_1}K_2\right)\right\}\right]_{r=r_c}^{r_h}. \tag{53}$$

$$M_{I2} = \frac{2}{r_h^2}\frac{q_3 q_3^*}{q_1 q_1^*}\int_{r_c}^{r_h}\left(I_1 - \frac{q_4}{q_3}K_1\right)^2 r\, dr, \tag{53 b}$$

$$M_e = \frac{2}{r_h^2}\frac{1}{q_1 q_1^*}\int_{r_h}^{\infty}\left(q_5 q_5^* + \frac{\mu_0}{\varepsilon_0} q_6 q_6^*\right) K_1^2\, r\, dr$$
$$= \left[\frac{1}{q_1 q_1^*}\left(q_5 q_5^* + \frac{\mu_0}{\varepsilon_0} q_6 q_6^*\right)(K_0 K_2 - K_1^2)\right]_{r=r_h}. \tag{53 c}$$

Dans ces équations, les arguments de I_0, etc. sont toujours αr. Les constantes q_1 à q_6 sont à déterminer d'après les conditions aux limites indiquées ci-dessus.

Les grandeurs A et C ont les significations qui ont été indiquées dans le paragraphe 4 [équ. (16)] et paragraphe 7 [équ. (30)], et ces équations doivent être transformées pour l'hélice à conducteur axial. En tenant compte de ce que, par hypothèse, le faisceau remplit entièrement l'espace entre le conducteur

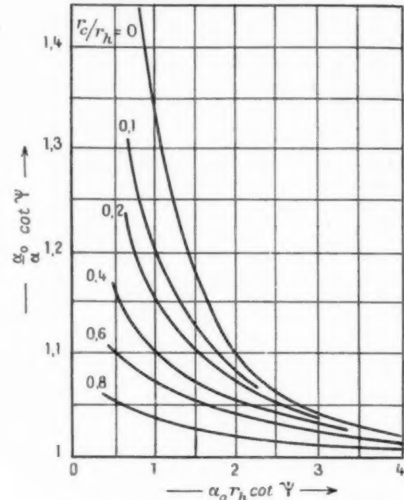


Fig. 8. — Constante de phase d'une onde dans une hélice à conducteur axial.

axial et l'hélice ($r_{max.0} = r_h$) on devra remplacer l'équation (30) par

$$A = \frac{2}{r_h^2 - r_c^2}\frac{1}{q_1 q_1^*}\int_{r_c}^{r_h} E_{r_1}^2\, r\, dr$$
$$= \frac{1}{r_h^2 - r_c^2}\left[r^2\left\{\left(I_1 - \frac{q_2}{q_1}K_1\right)^2 - \left(I_0 + \frac{q_2}{q_1}K_0\right) \times \left(I_2 + \frac{q_2}{q_1}K_2\right)\right\}\right]_{r=r_c}^{r_h}. \tag{53}$$

Au lieu de (16) on obtient, dans le système à conducteur intérieur,

$$C = \frac{2}{r_h^2 - r_c^2}\frac{1}{q_1 q_1^*}\int_{r_c}^{r_h} E_{z_1}^2\, r\, dr$$
$$= \frac{1}{r_h^2 - r_c^2}\left[r^2\left\{\left(I_0 + \frac{q_2}{q_1}K_0\right)^2 - \left(I_1 - \frac{q_2}{q_1}K_1\right)^2\right\}\right]_{r=r_c}^{r_h}, \tag{54}$$

l'argument de I_0 etc. étant toujours $\alpha r \simeq kr$.

Les équations développées dans ce paragraphe permettent de calculer numériquement F_0, F_C et F_{A+C} définis par (50) et (44).

12. Discussion de quelques résultats numériques pour le tube à hélice avec conducteur axial.

Nous avons calculé F_c et F_{A+C} en fonction de αr_h pour $\frac{r_c}{r_h} = 0,4$ et $0,8$. Mentionnons au point de vue pratique que pour $\lambda = 10$ cm, $\frac{v}{c} = 1/13$, $r_h = 0,25$ cm, on a $\alpha r_h \simeq 2$. Les valeurs aux environs de $\alpha r_h = 1\ldots3$ sont donc les plus intéressantes du point de vue pratique.

Dans la figure 9, on a tracé F_0 pour l'hélice sans conducteur intérieur (théorie unidimensionnelle) et F_c, le dernier étant proportionnel à la désatténuation de l'onde si l'on néglige l'effet du champ radial. On voit qu'une théorie qui ne tiendrait pas compte du champ radial conduirait à conclure que le gain du tube à conducteur axial est sensiblement

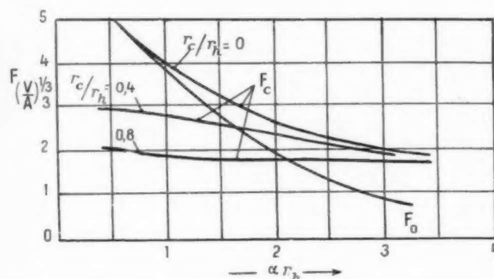


Fig. 9. — Comparaison de différents T. P. O. à hélice. F_0 et F_c sont proportionnels à la partie réelle de la constante de propagation de l'onde amplifiée si l'on néglige les effets du champ électrique radial.

r_c, rayon du conducteur intérieur; r_h, rayon de l'hélice.

plus petit que celui du T. P. O., type Kompfner-Pierce. Cela se conçoit puisque le champ électrique axial est diminué par l'introduction du conducteur intérieur.

La figure 10 montre F_{A+C} pour les mêmes valeurs de $\frac{r_c}{r_h}$. On voit maintenant qu'à cause du champ radial, le gain du tube à conducteur axial est sensiblement supérieur à celui sans conducteur, la différence étant d'autant plus grande que r_c est plus voisin de r_h. En comparant F_c à F_{A+C}, on a, pour $\alpha r_h = 2$ par exemple, $\frac{F_{A+C}}{F_C} = 1,4$, pour $\frac{r_c}{r_h} = 0,4$ et $\frac{F_{A+C}}{F_C} = 2,7$ pour $\frac{r_c}{r_h} = 0,8$. Le calcul du gain pour un tube à conducteur axial donnerait donc des résultats nullement corrects si l'on négligeait l'action du vecteur électrique radial.

La comparaison des valeurs de F_{A+C} pour des tubes à conducteur axial d'une part et le système à hélice simple d'autre part faite dans la figure 10 n'est pas entièrement justifiée; car, en introduisant

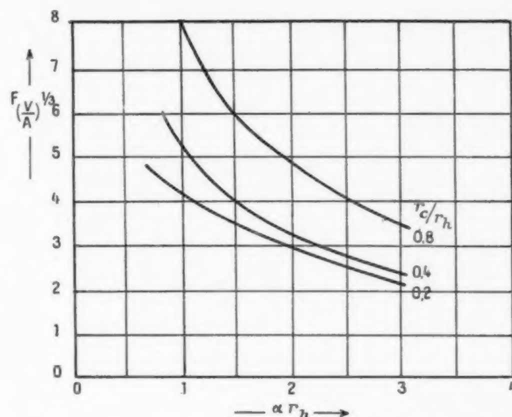


Fig. 10. — *Voir* figure 9, l'ordonnée F_{A+C} étant proportionnelle à la partie réelle de la constante de propagation de l'onde amplifiée en tenant compte des effets du champ électrique radial. Les courbes sont valables pour un courant constant dans les trois tubes à différentes valeurs $\frac{r_c}{r_h}$.

un conducteur intérieur dans l'hélice, l'espace disponible pour l'écoulement du courant électronique sera diminué. En pratique, il existe une limite supérieure pour la densité de courant et la comparaison devra tenir compte de cette limite. Sans vouloir traiter

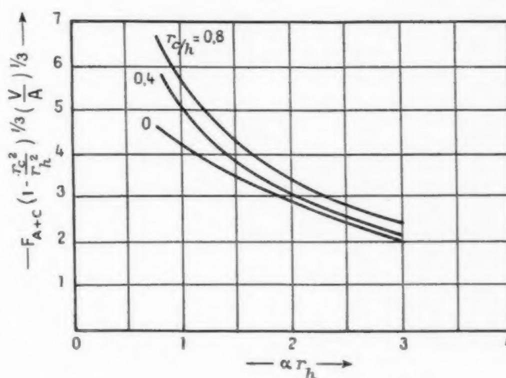


Fig. 11. — *Voir* figure 10, $F_{A+C}\left(1-\frac{r_c^2}{r_h^2}\right)^{\frac{1}{3}}$ étant proportionnel à la partie réelle de la constante de propagation de l'onde amplifiée pour une densité de courant constante dans les trois tubes à différentes valeurs $\frac{r_c}{r_h}$.

ici des valeurs numériques de la densité de courant qu'on peut obtenir, l'équation (46) nous montre que la réduction à une même densité de courant est

obtenue en multipliant F_{A+C} par $\left(1 - \frac{r_c^2}{r_h^2}\right)^{\frac{1}{2}}$. Dans la figure 11, on représente les courbes

$$F_{A+C}\left(1 - \frac{r_c^2}{r_h^2}\right)^{\frac{1}{2}} = f(\alpha r_h).$$

La différence entre ces trois courbes comparée à la différence des courbes de la figure 10 est sensiblement plus petite mais subsiste néanmoins, le gain croissant avec l'augmentation du diamètre intérieur pour r_h = const. et malgré la diminution du courant total du faisceau électronique. Pour $\alpha r_h = 2$ par exemple, on obtient encore une augmentation relative de $\gamma_{\text{opt.}, A+C}$ de 1,2 en introduisant un conducteur axial de $\frac{r_c}{r_h} = 0{,}8$ bien qu'alors le courant soit ramené à un tiers environ de sa valeur primitive.

13. Le champ H. F. radial et les effets de la charge d'espace.

Laissons maintenant le tube muni d'un conducteur central pour traiter de l'influence de la charge spatiale dans des tubes à hélice simple en tenant compte du champ H. F. radial. Dans le paragraphe 7 nous avons vu que la théorie cinématique qui néglige la charge d'espace conduit à une augmentation du gain due à l'effet du champ H. F. radial, augmentation qui, toutefois, n'est pas très sensible. Le calcul suivant nous montrera que le champ radial possède, sur les effets de la charge d'espace, une influence sensible et favorable en ce qui concerne le gain. Nous estimons que, dans les T. P. O. type Kompfner-Pierce (hélice simple), l'action du champ radial sur la charge d'espace est apparemment le plus remarquable des différents effets de ce vecteur électrique de l'onde.

En ne tenant compte que du champ longitudinal, nous avons traité de l'influence de la charge d'espace sur le gain du T. P. O. dans une publication antérieure [5]. Cette étude nous indiquait que, dans des conditions correspondant au gain maximum, la répulsion mutuelle des paquets d'électrons entraîne une diminution sensible du gain. Nous verrons que cet effet est partiellement compensé par l'influence du champ radial et ceci même si le faisceau électronique possède encore un rayon assez faible.

L'étude citée sous [5] ne donnait qu'une première approximation de l'influence de la charge spatiale. C'est également le cas en ce qui concerne le calcul suivant, qui reprendra les résultats de [5] et ajoutera à ceux-ci les conséquences de quelques conceptions et considérations nouvelles. Malgré le caractère approximatif du calcul suivant on peut tirer des conclusions pratiques importantes. On a, par exemple, observé expérimentalement que le gain décroît très fortement avec l'induction du champ magnétique longitudinal si celle-ci dépasse une certaine valeur (1). Apparemment cet effet n'est explicable que par les considérations suivantes.

Examinons d'abord qualitativement les effets de la charge d'espace. La figure 12 montre schématiquement l'allure du champ électrique au voisinage de l'hélice à un instant donné. Soit A, A′ l'axe du faisceau électronique. Alors, dans le cas où le faisceau cède de la puissance à l'onde, les électrons se groupent dans le champ électrique retardateur, c'est-à-dire dans la région hachurée au voisinage du point B. L'existence du vecteur électrique H. F.

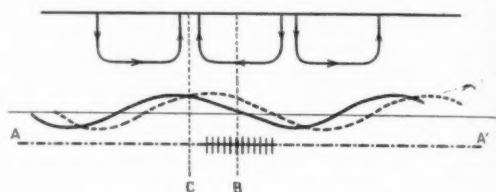


Fig. 12. — Explication qualitative de l'influence du champ électrique radial sur les effets de la charge d'espace alternative.

radial provoque des ventres et des nœuds le long du faisceau; si les électrons se déplaçaient avec la même vitesse que l'onde, les ventres se trouveraient aux points C; l'allure du bord du faisceau serait celle tracée dans la figure 12 en trait continu. Toutefois, si l'onde est amplifiée, la vitesse des électrons est supérieure à celle de l'onde. Il s'ensuit que le faisceau, dont le bord est représenté dans la figure 12, avance avec une vitesse relativement faible par rapport aux lignes de champ H. F. Il en résulte un changement de phase progressif du faisceau par rapport à l'onde. Les ventres du faisceau qui se trouvaient primitivement aux maximums du champ électrique radial accélérateur dirigé vers l'hélice sont décalés vers B. Par conséquent, le champ électrique radial provoque une augmentation du rayon du faisceau dans la région où le groupement a lieu. La charge d'espace dans la région du groupement et les forces répulsives qui en résultent sont donc diminuées. Ceci montre que la diminution de l'effet

(1) M. L. Brück comparera, dans une prochaine publication, les résultats des expériences avec ceux des différentes théories et notamment de celle de M. P. Lapostolle (*Ann. de Télécommunications*, t. 3, 1948, p. 265-290) publiée après la rédaction de notre article.

nuisible de la charge spatiale sur le gain doit être lié au déplacement radial δr du faisceau, conception sur laquelle est basée le calcul suivant. Nous bornerons notre calcul à un faisceau assez mince tel qu'on puisse écrire

$$I_0(\alpha r_{\max,0}) = 1, \qquad I_1(\alpha r_{\max,0}) = \frac{\alpha r_{\max,0}}{2} = \frac{k r_{\max,0}}{2}.$$

Ces formules traduisent des conditions dans lesquelles le champ H. F. radial n'aurait d'influence sur le gain que par l'intermédiaire des effets de charge d'espace, c'est-à-dire $C \simeq 1 \gg A$. Considérons une couche tubulaire de rayon extérieur r_2 et de rayon intérieur r_1, $r_2 - r_1 = \mathrm{d}r$ (*fig.* 13). A l'entrée du tube cette couche tubulaire contient le courant

$$\mathrm{d}J = \frac{J}{\pi r^2_{\max,0}} \pi (r_2^2 - r_1^2). \tag{55}$$

Au point z, on a, au lieu de r_1, le rayon $r_1 + \delta r_1$ au lieu de r_2, $r_2 + \delta r_2$, c'est-à-dire que la densité de la charge spatiale possède, au point z, la valeur

$$\rho = \rho_0 \frac{r_2^2 - r_1^2}{(r_2 + \delta r_2)^2 - (r_1 + \delta r_1)^2}, \tag{56}$$

ρ_0 étant la densité de la charge d'espace à $z = 0$.

Avec

$$r_2 = r_1 + \mathrm{d}r, \qquad \delta r_2 = \delta r_1 + \frac{\mathrm{d}(\delta r)}{\mathrm{d}r}\mathrm{d}r.$$

on a, en négligeant les termes d'ordre supérieur, pour la charge d'espace alternative au point z, d'après (56),

$$\rho = -\rho_0 \frac{\mathrm{d}(\delta r)}{\mathrm{d}r}, \tag{57}$$

δr est donné par les équations (7) et (8) et il s'ensuit

$$\rho = -\rho_0 \frac{p}{k_0} e^{\Gamma z + j\omega t}(-b_\mathfrak{z} + j a_\mathfrak{z}) \frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}r}\big(I_1(k r_m)\big), \tag{58}$$

où l'on a

$$f(x, y, \mathfrak{Z}) = -b_\mathfrak{z} + j a_\mathfrak{z}, \tag{59 a}$$

$$b_\mathfrak{z} = -\frac{2xy}{(y^2 - x^2 + \mathfrak{Z}^2)^2 + 4x^2y^2}, \tag{59 b}$$

$$a_\mathfrak{z} = \frac{y^2 - x^2 + \mathfrak{Z}^2}{(y^2 - x^2 + \mathfrak{Z}^2)^2 + 4x^2y^2}. \tag{59 c}$$

Étant donné

$$\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}r}\big(I_1(k r_m)\big) = k\left[I_0(k r_m) - \frac{I_1(k r_m)}{k r_m}\right]$$

et, dans l'hypothèse d'un faisceau assez mince

$$\left\{ I_0(x) = 1, \qquad I_1(x) = \frac{x}{2} \right\},$$

on a

$$\rho = -\frac{\rho_0}{2} p(-b_\mathfrak{z} + j a_\mathfrak{z}) e^{\Gamma z + j\omega t}. \tag{60}$$

avec

$$a_\mathfrak{z} = \frac{y^2 - x^2 + \mathfrak{Z}^2}{(y^2 - x^2 + \mathfrak{Z}^2)^2 + 4x^2y^2},$$

$$b_\mathfrak{z} = -\frac{2xy}{(y^2 - x^2 + \mathfrak{Z}^2)^2 + 4x^2y^2}.$$

Nous devons superposer à cette charge d'espace celle qui a été calculée lorsque était envisagé un champ électrique H. F. purement longitudinal. A cet effet, nous utiliserons les résultats cités en [5] où l'équation (4) donne, pour cette partie de la charge d'espace,

$$\rho_1 = \rho_0 p(-b + ja) e^{\Gamma z + j\omega t} \tag{61}$$

avec

$$b = -\frac{2xy}{(y^2 + x^2)^2}, \tag{61 a}$$

$$a = \frac{y^2 - x^2}{(y^2 + x^2)^2}. \tag{61 b}$$

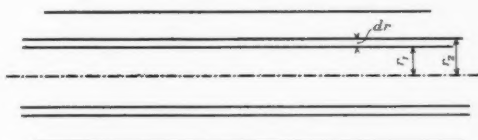


Fig. 13. — Faisceau électronique d'un T. P. O. avec notations pour le calcul de l'influence du champ radial sur la charge d'espace alternative.

On aura donc pour la charge spatiale totale, en tenant compte du déplacement radial des électrons sous l'influence du vecteur électrique correspondant

$$\rho_{t1} = \rho_0 p\left[(-b + ja) - \frac{1}{2}(-b_\mathfrak{z} + j a_\mathfrak{z})\right] e^{\Gamma z + j\omega t}. \tag{62}$$

Cette équation montre déjà un effet important du champ radial. Pour $B = 0$, $\mathfrak{Z} = 0$, on a

$$a = a_\mathfrak{z}, \qquad b = b_\mathfrak{z}$$

et donc

$$\rho_{\mathrm{tot}} = \frac{\rho_0 p}{2}(-b + ja) e^{\Gamma z + j\omega t}. \tag{63}$$

Dans le cas particulier d'un champ magnétique longitudinal de petite valeur, le vecteur électrique radial diminue de moitié la charge d'espace et donc aussi l'influence de celle-ci sur le gain. Étant donnée la diminution très sensible du gain due à la charge d'espace dans des conditions normales, ce résultat nous semble assez important.

Pour obtenir le gain quelles que soient les valeurs de B nous suivrons la marche du calcul donnée

en [5], mais en partant de (62) plutôt que de l'équation (4) de [5].

Pour le courant alternatif, l'équation (9), dans [5] doit alors être remplacée par l'équation suivante :

$$(64)\quad i = pJ(-b+ja)\times\left[1-\frac{\rho_0}{\varepsilon_0}\frac{1}{2V_0}\frac{k_0^2}{\overline{\gamma}_{opt}^2}\times\left\{a-\frac{1}{2}a_{\mathfrak{z}}+j\left(b-\frac{1}{2}b_{\mathfrak{z}}\right)\right\}\times\frac{1}{q^2+k_0^2}\right]e^{\Gamma z+j\omega t}.$$

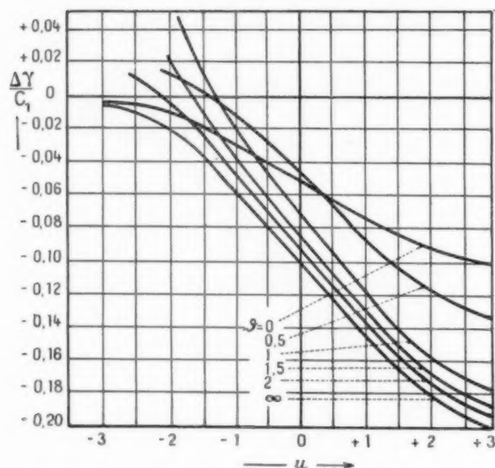


Fig. 14. — Variation du gain dû à la charge d'espace alternative du faisceau en fonction de la vitesse des électrons (u croissant signifie vitesse décroissante des électrons, $\mathfrak{z}$ est proportionnel au champ magnétique longitudinal).

La méthode de calcul de [5] nous donne, au lieu des équations (11) et (11 *a*) de [5],

$$(65)\quad y-s=\frac{8}{3^{\frac{3}{2}}}b-\frac{\mathfrak{C}_1}{2}\left[a_0\left(b_0-\frac{1}{2}b_{\mathfrak{z},0}\right)+b_0\left(a_0-\frac{1}{2}a_{\mathfrak{z},0}\right)\right]$$

et

$$(66)\quad u-x=\frac{8}{3^{\frac{3}{2}}}a-\frac{\mathfrak{C}_1}{2}\left[a_0\left(a_0-\frac{1}{2}a_{\mathfrak{z},0}\right)-b_0\left(b_0-\frac{1}{2}b_{\mathfrak{z},0}\right)\right],$$

où les termes contenant le facteur

$$(67)\quad \mathfrak{C}_1=\frac{8}{3^{\frac{3}{2}}}\frac{J}{\varepsilon_0}\frac{k_0^2}{\overline{\gamma}_{opt}^2}\frac{1}{q_2+k_0^2}=10^6\left(\frac{J}{k_0^2R^2V_0^{\frac{3}{2}}}\right)^{\frac{1}{3}}\frac{k_0^2}{\pi r_{max,0}^2(k_0^2+q^2)},$$

sont considérés comme de petites perturbations et où l'on a pu introduire, dans ces termes, les valeurs non perturbées par la charge spatiale de a, b, $a_{\mathfrak{z}}$, $b_{\mathfrak{z}}$, valeurs que nous appelons a_0, b_0, $a_{\mathfrak{z}_0}$, $b_{\mathfrak{z}_0}$. En posant

$$y=y_0+\Delta y,\qquad x=x_0+\Delta x,\qquad y_0\gg\Delta y\quad\text{et}\quad x_0\gg\Delta x.$$

étant les valeurs non influencées par la charge d'espace, (65) et (66) peuvent être développés en série. On obtient alors, comme dans [5], la variation Δy de y, c'est-à-dire la variation du gain due à la charge d'espace et en tenant compte du vecteur électrique radial

$$(68)\qquad \frac{\Delta y}{\mathfrak{C}_1}=\frac{OP-MS}{NS-OQ},$$

où N, O, Q et S ont la même signification que dans [5]

$$(69)\quad\begin{cases} a.\quad M=\dfrac{a_0b_0(y_0^2+x_0^2)}{2(y_0-s_1)},\\[2mm] b.\quad N=\dfrac{y_0^2+x_0^2}{2(y_0-s_1)}+y_0\left(1-\dfrac{a_0}{b_0}\dfrac{x_0}{y_0}\right),\\[2mm] c.\quad O=-x_0\left(1+\dfrac{a_0}{b_0}\dfrac{y_0}{x_0}\right),\\[2mm] d.\quad S=\dfrac{y_0^2+x_0^2}{2(u-x_0)}-x_0\left(1-\dfrac{b_0}{a_0}\dfrac{y_0}{x_0}\right),\end{cases}$$

mais, où M et P sont donnés par

$$(69\,b)\quad\begin{cases} e.\quad M=\dfrac{\left\{\left[a_0b_0-\dfrac{1}{4}\times(a_0b_{\mathfrak{z},0}+b_0a_{\mathfrak{z},0})\right](y_0^2+x_0^2)\right\}}{2(y_0-s_1)},\\[2mm] f.\quad P=\dfrac{\left\{\left[a_0^2-b_0^2-\dfrac{1}{2}\times(a_0a_{\mathfrak{z},0}-b_0b_{\mathfrak{z},0})\right](y_0^2+x_0^2)\right\}}{4(u-x_0)}.\end{cases}$$

On a calculé d'après ces relations $\frac{\Delta y}{\mathfrak{C}_1}=f(u)$ avec B, et donc $\mathfrak{z}$ comme paramètre pour le cas $s=-0{,}8$ correspondant approximativement à l'atténuation habituelle de l'hélice en pratique. Le résultat est représenté dans la figure 14. La courbe pour $\mathfrak{z}=\infty$ est celle qui a déjà été donnée figure 4 de [5], comme déjà mentionné, pour $\mathfrak{z}=0$, $\frac{\Delta y}{\mathfrak{C}_1}$ diminue de moitié. Mais pour des vitesses des électrons plus élevées par rapport à celle de l'onde ($u<0$), B = o ne donne pas la valeur la plus favorable de Δy et Δy peut même devenir positif pour des valeurs finies de $\mathfrak{z}$ ou B. Si l'on ne tient pas compte de l'effet du champ H. F. longitudinal ($\mathfrak{z}=\infty$) Δy est toujours négatif pour $s=-0{,}8$, des valeurs positives résultent des effets du champ

H. F. radial. Du point de vue physique, on peut donner à ce phénomène l'explication suivante : nous avons vu que le rayon du faisceau croît dans la région où le groupement des électrons a lieu. Le groupement correspond à une compression, l'augmentation du rayon à une dispersion de la charge d'espace. Pour $\mathfrak{z} \simeq 1$, le dernier effet l'emporte si u est fortement négatif, ce qui a pour conséquence que les électrons se trouvant au voisinage du centre du groupement ne sont pas repoussés mais attirés. Cela signifie que le groupement et le courant alternatif sont augmentés et que le gain croît.

Les courbes dans la figure 14 nous montrent que le champ magnétique possède une influence assez forte sur le gain par l'intermédiaire du champ électrique radial et de la variation de la charge d'espace due au déplacement radial des électrons. Cette influence sera d'autant plus forte que le courant continu du faisceau sera plus grand, ou généralement que la constante d'après (67) sera plus élevée. Dans l'expérience, il est difficile de séparer cet effet de l'influence sur le gain de l'amélioration de la focalisation statique par l'augmentation de B. Mais, par des considérations statiques, on devrait s'attendre à un accroissement du gain si B croît; tandis qu'au-dessus d'une certaine valeur de B l'expérience montre l'effet inverse, correspondant aux courbes de la figure 14.

14. Absorption d'électrons par les parois de la ligne à retard due au champ électrique H. F. radial et influence de ce phénomène sur le gain.

Le dernier effet qui sera traité dans ce travail est l'absorption d'électrons par les parois de la ligne à retard, due à l'existence du vecteur électrique H. F. radial. Comme base du calcul, nous prendrons encore comme modèle un tube à hélice sans conducteur intérieur, le faisceau électronique ayant un rayon constant et égal à celui de l'hélice. Nous savons bien que ce modèle hypothétique s'écarte sensiblement des conditions rencontrées en pratique et que, en particulier, si l'on examine le phénomène de l'absorption d'électrons sur les parois, l'allure véritable du faisceau, comportant des ventres et des nœuds, modifiera sensiblement les résultats. Mais nous nous basons sur le modèle simple ci-dessus, d'une part parce qu'il permet des calculs qui sont encore raisonnablement simples et, d'autre part, parce que ce modèle fournit une limite supérieure de l'influence de l'absorption sur le gain. Cette influence sera certainement plus petite si le rayon du faisceau électronique varie périodiquement le long de l'hélice comme c'est le cas en pratique (*voir* Annexe). Nous montrerons, dans ce qui suit, que dans le modèle supposé, l'influence de l'absorption des électrons sur le gain est très petite et nous en tirons la conclusion qu'en général cet effet sera négligeable en pratique.

Nous avons vu que, par suite de l'existence de E_r, l'électron subit un déplacement radial δr. Si à $z = 0$ l'électron entre dans l'hélice à une distance r_m de l'axe il sera absorbé par l'hélice si

$$\delta r_{\max} \geq r_h - r_m, \tag{70}$$

où $\delta_{r\,\max} > 0$ est le déplacement radial maximum de l'électron qui est fonction de r_m, z, de la phase d'entrée ωt_0 et des conditions de fonctionnement du tube.

Le courant contenu dans un tube de rayon r_m est

$$J_m = J\frac{r_m^2}{r_h^2}.$$

Si tous les électrons, dont le $\delta r_{\max}$ est donné par l'équation (70), sont absorbés, il ne subsiste qu'un courant

$$J_1 = J\frac{(r_h - \delta r_{\max})^2}{r_h^2} = J\left(1 - \frac{2\,\delta r_{\max}}{r_h}\right), \tag{71}$$

$\delta_{r\,\max}$ étant fonction de z et t; l'équation (71) représente l'existence d'une composante alternative dans le courant électronique de valeur

$$i = -J\frac{2\,\delta r_{\max}}{r_h}. \tag{72}$$

Il faut superposer ce courant alternatif aux courants engendrés par les autres effets d'interaction entre l'onde et le faisceau et la comparaison entre ces courants nous montrera plus loin que celui obtenu d'après (72) sera en général négligeable.

Le calcul de l'absorption exige donc de déterminer $\delta r_{\max}$ pour chaque point z de l'hélice. δr est fonction de la phase d'entrée ωt_0 et pour chaque valeur z il existe une valeur de ωt_0 pour laquelle δr devient maximum juste à ce point z. Regardons d'abord $\delta r = f(z)$ dont l'allure est représentée figure 15 pour une valeur fixe de ωt_0. En nous plaçant au point $z = a_1$, nous voyons que, pour cette valeur de ωt_0 entre $z = 0$ et $z = a_1$ la valeur maximum $\delta r_{\max}$ se trouve au point $z = a_2$ et s'obtient en annulant la dérivée par rapport à z, soit par

$$\frac{d(\delta r)}{dz} = 0. \tag{73}$$

Mais en déterminant en tous points $\delta r_{\max}$ pour

$\omega t_0 =$ const. par cette équation, nous commettrions une erreur; car si nous nous trouvons au point $z = a_3$ le maximum de ∂r n'est plus $\partial r_{\max,1}$, mais $\partial r_{\max,2}$, valeur qui n'est plus déterminée par l'équation (73). Admettons cependant tout d'abord que $\partial r_{\max}$ est donné par (73), nous montrerons plus loin que l'erreur commise n'est pas appréciable.

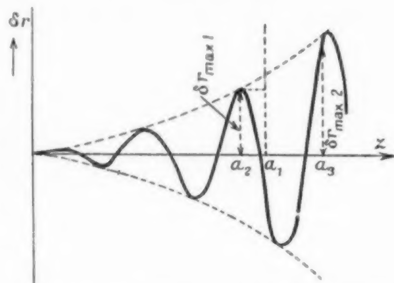


Fig. 15. — Représentation schématique du déplacement radial d'un électron le long de l'axe du tube.

En partant de (8) avec les notations donnée dans (59), nous mettrons ∂r sous la forme

$$(74)\qquad \partial r = -\frac{p}{k_0} e^{\gamma z} I_1(kr_m)\sqrt{a_\zeta^2 + b_\zeta^2} \times \cos\left\{\omega\left(t_0 + \frac{z}{v_0} - \frac{(v)}{z}\right) + \varphi\right\},$$

avec

$$\operatorname{tg}\varphi = -\frac{a_\zeta}{b_\zeta},$$

$$t = t_0 + \tau = t_0 + \frac{z}{v_0}.$$

On tire de (74) et (73) en ne tenant compte que des maxima de ∂r (les minima n'ayant pas d'intérêt)

$$(75)\qquad z_1 = \frac{1}{\gamma_{\text{opt}}\, x}\left(\operatorname{arc\,tg}\frac{y}{x} - \omega t_0 - \varphi + 2\pi n + \pi\right)$$

et

$$(76)\qquad \partial r_{\max} = \frac{p}{k_0} I_1(kr_m)\sqrt{a_\zeta^2 + b_\zeta^2}\,\frac{|x|}{\sqrt{x^2+y^2}} \times e^{\frac{y}{x}\left(\operatorname{arc\,tg}\frac{y}{x} - \omega t_0 + 2\pi n + \pi\right)}.$$

Dans (76), nous avons tenu compte de

$$\cos\left(\operatorname{arc\,tg}\frac{y}{x} + 2\pi n + \pi\right) = -\frac{|x|}{\sqrt{x^2+y^2}}$$

pour $y > 0$, $x < 0$.

L'équation (75) nous donne la valeur z_1, c'est-à-dire le point où pour une phase d'entrée ωt_0 donnée, se trouve le maximum de ∂r_1 ce maximum ayant la valeur donnée par (76).

Dans les figures 16 *a* et 16 *b* nous avons tracé z_1 et $\partial r_{\max}$ en fonction de ωt_0, chacun étant donné par un nombre de courbes avec n comme paramètre. Nous nous plaçons à un point $z = a$. Le maximum de ∂r se trouve à ce point pour $\omega t_0 = b$, et $n = m$. Pour toutes les phases d'entrée comprises entre $\omega t_0 = 0$ et $\omega t_0 = b$ jusqu'au point $z = a$ les valeurs de $\partial r_{\max}$ sont donc celles qui sont données par la branche AB (*fig.* 16 *b*), les points z_1 s'approchant de a pour ωt_0 croissant. Toutefois, pour toutes les phases d'entrée comprises entre $\omega t_0 = b$ et $\omega t_0 = 2\pi$ les valeurs de $\partial r_{\max}$ sur la branche BC de la courbe pour $n = m$ correspondraient à des points $z_1 > a$. Il s'ensuit que, pour $b \leq \omega t_0 \leq 2\pi$, les $\partial r_{\max}$ ne sont plus situés sur la branche BC mais sur la branche DE de la courbe pour $n = m - 1$. En résumé, les $\partial r_{\max}$ déterminant l'absorption en un point $z = a$ sont donnés par la courbe ABDE.

Ces valeurs de ABDE découlent de (73), relation qui, comme nous l'avons mentionné, n'est pas rigoureusement valable pour déterminer tous les $\partial r_{\max}$. En réalité, on aura, pour la courbe $\partial r_{\max} = f(\omega t_0)$ au lieu de la discontinuité de la figure 16 *b*, une courbe qui correspond approximativement à la

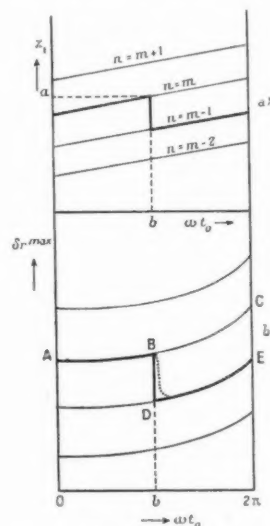


Fig. 16. — Déplacement radial maximum des électrons en fonction de la phase d'entrée ωt_0.

branche en pointillé. Si l'on développe en série de Fourier

$$(77)\qquad \partial r_{\max} = \sum_0^\infty a_\nu \cos\nu(\omega t_0 + \varphi) + b_\nu \sin\nu(\omega t_0 + \varphi),$$

en tenant compte de la discontinuité DB et si l'on néglige les termes supérieurs à a_1 et b_1, les termes a_1

et b_1 ne seront pas sensiblement modifiés en remplaçant la courbe en pointillé par cette discontinuité BD. Le développement sera donc effectué pour la courbe ABDE.

Tous calculs faits, $\delta r_{\max}$ s'écrit sous la forme (77) avec

$$a_1 = -\frac{p}{\pi k_0} \mathrm{I}_1(kr_m) e^{\bar{\gamma} z}\left(1 - e^{2\pi \frac{y}{x}}\right) \times \frac{x^2 |x|}{x^2 + y^2} \sqrt{a_\zeta^2 + b_\zeta^2} \sin(\bar{\gamma}_{\mathrm{opt}} xz + \varphi), \tag{78 a}$$

$$b_1 = \frac{p}{\pi k_0} I_1(kr_m) e^{\bar{\gamma} z}\left(1 - e^{2\pi \frac{y}{x}}\right) \frac{x^2 |x|}{x^2 + y^2} \times \sqrt{a_\zeta^2 + b_\zeta^2} \cos(\bar{\gamma}_{\mathrm{opt}} xz + \varphi). \tag{78 b}$$

En portant (78) dans (76) et en introduisant

$$\omega t_0 + \bar{\gamma}_{\mathrm{opt}} xz + \varphi = \omega\left(t - \frac{z}{v_0}\right) + \bar{\gamma}_{\mathrm{opt}} xz = \omega t - \bar{k} z,$$

on trouve

$$\delta r_{\max} = \frac{p}{\pi k_0} I_1(kr_m) e^{\bar{\gamma} z}\left(1 - e^{2\pi \frac{y}{x}}\right) \frac{x^2 |x|}{x^2 + y^2} \times \left[a_\zeta \cos(\omega t - \bar{k} z) + b_\zeta \sin(\omega t - \bar{k} z)\right]. \tag{79}$$

(79) est l'expression définitive de $\delta r_{\max}$ en fonction de z et t qui permet, d'après (72), de calculer le courant alternatif engendré par l'absorption des électrons. Nous n'indiquerons pas de valeurs numériques, le calcul numérique nous ayant montré que ce courant est négligeable devant le courant engendré par le freinage des électrons dans le champ électrique longitudinal. L'influence de l'absorption d'électrons sur le gain sera donc, en général, également négligeable. Mentionnons seulement que la phase de courant, d'après (72) et (79), est telle, qu'en général, le gain du tube se trouve diminué.

15. **Conclusions et résumé**.

Dans les théories du T. P. O. qui ont été publiées jusqu'à présent, on n'a considéré que l'interaction entre le champ longitudinal de l'onde et le faisceau électronique [1]. Dans toute ligne à retard d'un T. P. O. il existe inévitablement un vecteur électrique transversal ou radial de l'onde guidée. Nous avons étudié, dans cet article, l'influence de cette composante sur le comportement H. F. du tube. Elle a pour conséquence un déplacement des électrons transversal ou radial et périodique à la cadence de la fréquence du signal. Il en résulte quatre phénomènes qui influencent le gain du tube.

a. Le déplacement des électrons dans le champ électrique radial entraîne une interaction avec cette composante du champ électrique (accélération et retardement par le champ E_r). Le transfert de puissance du faisceau à l'onde ou *vice versa* qui en découle est cependant négligeable devant les autres effets contribuant au gain.

b. L'oscillation des électrons autour de leur trajectoire originale (c'est-à-dire de leur trajectoire en l'absence du champ H. F.) a pour conséquence un déplacement des électrons dans un champ électrique H. F. longitudinal variable avec le rayon. Il en résulte un groupement des électrons produisant un courant électronique H. F. et une variation de la constante de propagation de l'onde. Le gain du tube est augmenté. En négligeant les effets de la charge d'espace, dans le T. P. O. à hélice simple (type Kompfner-Pierce), la contribution de ce phénomène au gain n'est pas très sensible; l'augmentation du gain, qui en résulte, ne dépasse pas quelques pour-cents. Dans des structures à champ électrique radial intense (hélice à conducteur intérieur par exemple), ce phénomène est cependant d'une influence très remarquable sur le gain, même si les effets de la charge d'espace sont négligés. Dans ces formes de tubes l'existence du champ électrique radial peut même être la cause primordiale du gain.

c. La variation du rayon du faisceau électronique à la cadence H. F. diminue la charge spatiale alternative du faisceau et les forces répulsives mutuelles des électrons qui en résultent. Étant donnée l'influence nuisible et considérable de la charge d'espace sur le gain, cet effet peut augmenter très sensiblement le gain du T. P. O. Cette influence favorable du champ électrique radial a été étudié pour le modèle à hélice sans conducteur intérieur et est déjà assez remarquable dans cette forme du tube.

d. En raison du déplacement radial des électrons une partie des électrons est absorbée par les parois de la ligne à retard. Il en résulte un courant alternatif électronique qui, en général, diminue le courant engendré par le freinage des électrons dans le champ électrique longitudinal. On a étudié cet effet dans un modèle hypothétique, dans lequel l'influence sur le gain est la plus élevée. Même dans ces conditions, le gain n'est que très peu influencé par l'absorption des électrons et l'on doit supposer que la diminution du gain par cet effet est généralement négligeable.

Dans les articles cités sous [3], [5], [9] et dans la présente publication, les auteurs ont étudié le comportement du tube à propagation d'ondes en

---

(1) *Voir* la note dans la Première Partie de cet article, p. 77.

utilisant une méthode de calcul qu'ils ont appelée *méthode cinématique*. Sur la base de cette méthode, on a donné dans [3] une théorie unidimensionnelle dont les résultats sont en concordance avec ceux des théories de Pierce [1] et Bernier [2] par exemple. On a étendu cette théorie à un faisceau de diamètre fini (*voir* § 7) et dans [5] des approximations ont été données sur l'influence de la charge d'espace, en utilisant la méthode de calculs employée par Warnecke, Bernier et Guénard à propos des tubes à modulation de vitesse. Dans le présent exposé, cette même méthode a été utilisée pour étudier les effets du champ électrique H. F. radial.

Ce résumé montre la multiplicité des effets qui existent déjà dans le domaine des petits signaux. C'est pourquoi une comparaison assez exacte entre les résultats théoriques et expérimentaux (*voir* la note p. 122) apparaît difficile. De plus, nous connaissons encore des effets qui, certainement, contribuent au gain et qui, toutefois, ne sont pas évalués dans nos études. Mentionnons en premier lieu l'effet de blindage du champ longitudinal par la charge spatiale du faisceau électronique, dont on a tenu compte dans les articles cités sous [7], [8] et [11] et qui diminue le gain. Il existe, en outre, un effet qui n'a pas été étudié jusqu'ici et qui peut avoir une influence sensible sur le gain si le champ magnétique longitudinal est de valeur élevée. La vitesse v_0 des électrons dans la direction de l'axe est donnée par

$$v_0^2 = \frac{2e}{m} V_0 - \dot{r}^2 - \frac{e^2}{4m^2} B^2 r^2 + \frac{2e}{m} V_T,$$

eV_T étant l'énergie thermique des électrons.

Pour un faisceau de rayon fini et pour des valeurs élevées de B, la vitesse des électrons varie donc sensiblement à l'intérieur de la section du faisceau ([2]). Cet effet doit avoir une certaine influence sur le gain du T. P. O. Mentionnons en outre un effet qui est déterminé par des conditions pratiques. On suppose la vitesse de propagation de l'onde constante le long du parcours des électrons. En pratique, de petites variations du pas de l'hélice et, par conséquent de la vitesse de propagation de l'onde, sont inévitables. Nous avons trouvé que des variations du pas de l'hélice de l'ordre de quelques pour-cents peuvent déjà diminuer le gain très sensiblement (diminution du gain de l'ordre de 5 db). Et mentionnons enfin le fait que le calcul du couplage entre le faisceau et l'onde n'est possible qu'avec une précision très restreinte. On obtient, pour l'impédance de couplage R, des valeurs différentes entre elles comme 3 et 1 suivant que l'on introduit le rayon intérieur ou le rayon extérieur de l'hélice, la théorie étant basée sur l'hypothèse d'une hélice à fil infiniment mince. Si l'on tient compte de cette incertitude quant à la valeur de R et également de celle relative au rayon r du faisceau, on peut choisir, dans des limites qui sont encore bien justifiées, R et r de telle sorte que toutes les valeurs mesurées du gain puissent être expliquées.

Dans ce sens, nous ne regardons notre étude citée sous [9] également basée sur la méthode cinématique, que comme une première approximation pour le rendement et la puissance utile.

Nous avons donné cet aperçu sur les problèmes qui n'ont pas encore trouvé une solution théorique satisfaisante d'une part, pour indiquer la direction que doivent prendre les études théoriques ultérieures et, d'autre part, pour démontrer que, dans l'état actuel, le développement du T. P. O. doit se baser sur un certain nombre de faits qui ne sont fournis que par l'étude expérimentale de ce tube.

ANNEXE.

Dans le paragraphe 1, nous avons supposé un faisceau de diamètre fini et constant en l'absence du champ H. F. Nous ajouterons ici quelques considérations sur la focalisation magnétique d'un faisceau électronique pour voir dans quelle mesure cette hypothèse est fondée. Le champ magnétique est de révolution, B_z, B_r étant les composantes de l'induction magnétique. A l'entrée dans le champ magnétique ($z = 0$), la cathode se trouvant à l'extérieur de celui-ci, le faisceau possède une certaine ouverture définie par l'angle β_0 entre la tangente au bord du faisceau et l'axe (*fig.* 17). β_0 peut être positif ou négatif. r_0 étant le rayon du faisceau à l'entrée r le rayon au point z, nous posons

$$y = \frac{r}{r_0}.$$

L'axe du faisceau et du champ magnétique est confondu avec l'axe des z. Les unités sont toujours : V, A, cm, s, et Gauss pour B.

L'approximation que nous étudierons repose sur les hypothèses suivantes :

([2]) Pendant l'impression du présent article, L. S. Nergaard a publié une étude sur l'interaction entre deux faisceaux voisins de différentes vitesses dans la *R. C. A. Review*, décembre 1948. Étant donnée la différence de vitesse à l'intérieur du faisceau du T. P. O., on peut supposer que les phénomènes étudiés par L. S. Nergaard jouent également un rôle dans le T. P. O. Une publication prochaine traitera de cet effet.

a. La densité de la charge d'espace ρ ne dépend que de z et est indépendant de r.

b. La différence ΔV du potentiel entre l'axe et les bords du faisceau est négligeable devant V_0.

c.
$$r\dot{\varphi}^2 + \dot{r}^2 < \frac{2e}{m} V_0;$$

d.
$$v_0^2 < c^2;$$

e. Le faisceau est mince, de façon telle que l'approximation de Gauss est justifiée.

f. Les parois entourant le faisceau n'ont pas d'influence.

Le champ électrique radial E_r engendré par la charge spatiale statique du faisceau est donné par

$$(1.1)\quad \begin{cases} \dfrac{1}{r}\dfrac{d}{dr}(rE_r) = \dfrac{\rho}{\varepsilon_0}, \\ E_r = \dfrac{\rho r}{2\varepsilon_0} = \dfrac{J}{2\pi\varepsilon_0 v_0}\dfrac{r}{r_{max}^2}, \end{cases}$$

r_{max} étant le rayon du faisceau. Il s'ensuit pour la différence du potentiel entre l'axe et les bords du faisceau

$$\Delta V = \int_0^r E_r\, dr = 1,5.10^4 J V_0^{-\frac{1}{2}},$$

résultat qui montre que l'hypothèse *b* sera généralement bien justifiée.

Les équations du mouvement sont

$$(1.2)\quad \ddot{z} = \frac{e}{m} r\dot{\varphi} B_r$$

$$(1.3)\quad \ddot{r} - r\dot{\varphi}^2 = \frac{e}{m}(E_r - r\dot{\varphi}B_z),$$

$$(1.4)\quad \frac{1}{r}\frac{d}{dt}(r^2\dot{\varphi}) = \frac{e}{m}(\dot{r}B_z - \dot{z}B_r).$$

Nous introduisons dans ces équations d'après l'hypothèse *e* (faisceau mince)

$$B_r(r, z) = -\frac{1}{2} r \left(\frac{\partial B_z}{dr}\right)_{0,z},$$

et nous négligeons les termes en r^2. On tire alors de (1.2) à (1.4), en tenant compte de (1.1)

$$(1.5)\quad \dot{\varphi} = \omega_{r,m} = \frac{e}{2m} B_z,$$

$$(1.6)\quad \ddot{z} = 0,$$

$$(1.7)\quad \ddot{r} + r\omega_{r,m}^2 - \frac{e}{m}\frac{J}{2\pi\varepsilon_0 v_0}\frac{1}{r} = 0$$

ou

$$(1.8)\quad \frac{d^2 r}{dz^2} + \frac{e}{8mV_0} B_z^2(z) r - \frac{J}{4\pi\varepsilon_0\sqrt{\frac{2e}{m}}V_0^{\frac{3}{2}}}\frac{1}{r} = 0.$$

On reconnaît, dans cette équation, celle de la lentille électronique magnétique comportant, en outre, un terme proportionnel à $\frac{J}{r}$ exprimant l'effet de la charge spatiale du faisceau. B_z étant fonction de z, il n'existe pas de solutions analytiques pour (1.8) si l'on introduit, pour B_z, l'allure calculable du champ magnétique aux extrémités d'une bobine. Nous nous bornerons à considérer le faisceau à l'intérieur du champ magnétique homogène en admettant un blindage de la bobine à l'entrée tel que, à $z = 0$, B_z passe de $B_z = 0$ à sa valeur B_z constante.

Pendant le passage de cette discontinuité la vitesse radiale de l'électron n'est pas modifiée. Il n'en résulte que la variation de la vitesse angulaire de zéro à $\omega_{r,m}$.

Posons

$$\frac{e}{m}\frac{J}{\pi\varepsilon_0 v_0}\frac{1}{\omega_{r,m} r_0^2} = 1,38.10^6 \frac{J}{\sqrt{V_0}}\frac{1}{B^2 r_0} = T,$$

$$\frac{v_0^2\beta_0^2}{\omega_{r,m}^2 r_0^2} = 45,5\frac{V_0}{B^2}\frac{\beta_0^2}{r_0^2} = U.$$

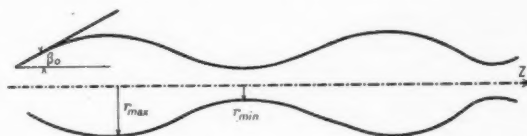


Fig. 17. — Allure d'un faisceau électronique à l'intérieur d'une bobine magnétique.

L'équation (1.8) s'intègre alors pour $B_z = \text{const.}$,

$$(1.9)\quad z = \frac{v_0}{\omega_{r,m}}\int_1^y \frac{dy}{\sqrt{1 + U + T\ln y - y^2}}.$$

Les valeurs maxima et minima de y sont données par

$$(1.10)\quad 1 + U + T\ln y - y^2 = 0.$$

Dans le cas particulier $U = 0$, $T = 2$, l'équation (1.10) ne possède que la racine $y = 1$. On aura donc, dans ces conditions, un faisceau de diamètre constant à l'intérieur de la bobine. $U = 0$, $T = 2$ correspond donc à un rayon d'équilibre pour lequel les forces répulsives des électrons sont compensées par les forces focalisatrices du champ magnétique. Pour d'autres valeurs de T et U les rayons relatifs y_{max} et y_{min} des ventres et nœuds sont tracés dans la figure 18. Pour $U = 0$, l'une des valeurs y_{max} ou y_{min} est toujours 1, l'autre étant $y_{min} < 1$ pour $T < 2$ et $y_{max} > 1$ pour $T > 2$. $y_{max} < 1$ se conçoit du point de vue physique par le passage de l'électron à travers le champ à l'entrée. Il en résulte une vitesse angulaire $\dot{\varphi}$ qui, dans le champ magnétique homogène, est la cause d'une force $e(r\dot{\varphi}B_z)$ dirigée vers l'axe et pour $T < 2$ supérieure à celle de la charge spatiale dirigée dans le sens inverse.

Pour $\beta_0 \neq 0$, $U > 0$, on a toujours $y_{max} > 1$ et $y_{min} < 1$.

L'intégration graphique de (1.9) conduit à $y = f(z)$

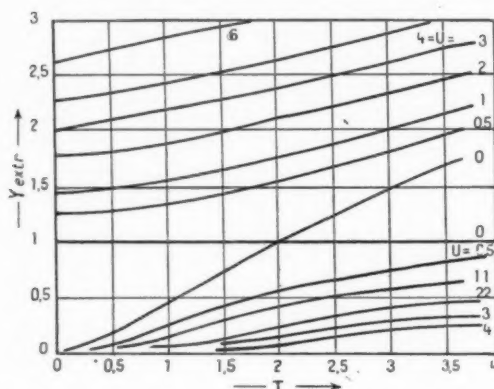


Fig. 18. — Rayon des ventres et nœuds d'un faisceau électronique se déplaçant à l'intérieur d'un champ magnétique longitudinal constant. T est proportionnel à $\frac{J}{\sqrt{V_0}B^2}$, U proportionnel à $\frac{\beta_0^2}{B^2}$, β_0 étant la demi-ouverture du faisceau à l'entrée dans le champ magnétique homogène.

et pour $\beta_0 = 0$, $U = 0$ nous avons tracé, dans la figure 19, le bord du faisceau pour quelques valeurs de T. Pour $J = 0$, $T = 0$ la distance entre deux ventres suivants est de

$$z\frac{\omega_{r,m}}{v_0} = \pi.$$

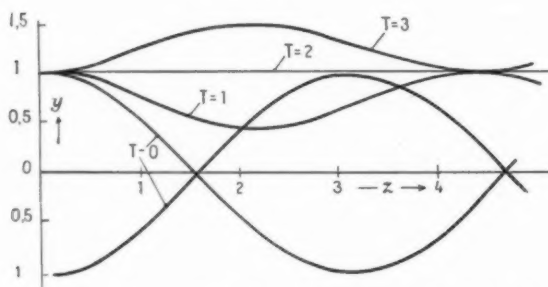


Fig. 19. — Trajectoires d'électrons $r = f(z)$ d'un faisceau électronique à l'intérieur d'un champ magnétique longitudinal constant pour différentes valeurs de $T \sim \frac{J}{\sqrt{V_0}B^2}$ $(U = 0)$.

Avec T croissant, cette distance et le temps de transit correspondant croissent également. Entre $T = 1$ et $T = 3$, nous avons trouvé graphiquement

$$z\frac{\omega_{r,m}}{v_0} \simeq 1,4\,\pi \pm 5\,\%.$$

Dans la figure 20, on a encore tracé pour $U = 0$, les projections des trajectoires d'électrons sur un plan perpendiculaire à l'axe. Le temps de transit entre deux ventres successifs étant influencé par la charge d'espace tandis que $\omega_{r,m}$ est indépendant de celles-ci, les projectoires $\varphi = f(r)$ ne sont généralement plus des cercles. Les électrons ne décrivent des cercles que pour $T = 0$ et $T = 2$, pour $T = 0$ de rayon $\frac{r_0}{2}$, pour $T = 2$, r_0. Pour d'autres valeurs de T, le mouvement des électrons est une sorte de mouvement de précession dû à la force de perturbation de la charge spatiale.

Ces considérations nous montrent que l'hypothèse d'un faisceau de rayon constant n'est satisfaite que dans un cas très particulier. Si l'on veut tenir compte de l'allure réelle du faisceau due à la focalisation

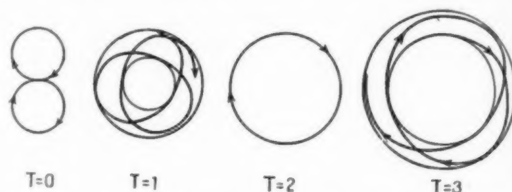


Fig. 20. — Projections des trajectoires d'électrons $\varphi = f(r)$ d'un faisceau électronique à l'intérieur d'un champ magnétique longitudinal constant. T est proportionnel à $\frac{I}{\sqrt{V_0}B^2}$ $(U = 0)$.

magnétique, il sera nécessaire de développer $|r|$ en série de Fourier. Pour J petit ($T \simeq 0$), on a

$$(1.11)\qquad |r| = r_{max}\,|\cos\omega_{r,m}\tau| = \frac{2}{\pi}r_{max}\left(1 + \frac{2}{3}\cos\omega_{r,m}\tau + \ldots\right),$$

tandis que pour des valeurs finies de J ce développement en série ne peut être fait que graphiquement en partant des résultats de cette Annexe. Nous ne traiterons pas en détail des conséquences résultant de cette allure du faisceau sur le comportement H. F. du tube. Mentionnons seulement que, dans l'étude du champ H. F. radial, il faut remplacer le rayon r_m par un rayon moyen, qui pour J petit a, d'après (1.11) la valeur

$$r_{moy} = \frac{2}{\pi}r_{max}$$

avec la limite supérieure $\frac{2}{\pi}r_h$. Les autres termes de (1.11) (ou de l'équation équivalente pour d'autres valeurs de J) ne contribuent pas, d'après nos conceptions, au gain à la fréquence de signal.

REPRÉSENTATION GÉOMÉTRIQUE DES CARACTÉRISTIQUES D'UN OBSTACLE ACTIF INTERCALÉ DANS UN GUIDE.

PAR J. ORTUSI ET P. FECHNER.

Département Recherches générales du Centre de Recherches de la Compagnie générale de T. S. F.

SOMMAIRE. — *Dans les problèmes habituels de lignes et de guides, on est souvent conduit à étudier les réflexions provoquées par des impédances ramenées dans le guide principal. Ces impédances sont souvent rendues variables par l'intermédiaire d'une ligne secondaire d'adaptation et intercalées en dérivation, ou en série, dans le guide principal.*

Les auteurs se proposent de déterminer, par une construction géométrique simple, les coefficients de réflexion, de transmission et de perte d'énergie, introduits par cette impédance. Inversement, dans la pratique, on déterminera cette impédance variable d'après la valeur de ces coefficients. On étudiera successivement le cas des obstacles intercalés en dérivation et en série dans le guide.

1. **Obstacle en dérivation.**

a. IMPÉDANCE FIXE Z. — Le schéma équivalent est, dans ce cas, celui de la figure 1. Considérons un système de coordonnées xOy dans lequel l'impédance Z est représentée par un point M.

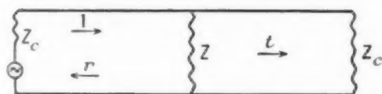


Fig. 1.

L'impédance apparente Z' dans le plan de l'obstacle est donnée par la formule

$$Z' = \frac{ZZ_c}{Z + Z_c}.$$

Le coefficient de réflexion de l'onde dans le guide est

$$(1) \qquad r = r_0 e^{j\varphi} = \frac{Z' - Z_c}{Z' + Z_c} = \frac{-\dfrac{Z_c}{2}}{Z + \dfrac{Z_c}{2}}.$$

Soient A et B les points d'abscisses $\pm \dfrac{Z_c}{2}$.

r représente la transformation géométrique $\dfrac{\overrightarrow{\mathrm{OB}}}{\overline{\mathrm{OM}}}$ (*fig.* 2). Cette transformation est composée de la rotation autour de B d'une valeur égale à $\widehat{\mathrm{OBM}}$ et de l'homothétie de rapport $\dfrac{\mathrm{OB}}{\mathrm{BM}}$. La relation (1) est équivalente à l'ensemble des deux conditions

$$r_0 = \frac{\mathrm{OB}}{\mathrm{BM}}, \qquad \pi - \varphi = \widehat{\mathrm{OBM}}.$$

Ainsi le point M peut être défini par ses coordonnées orthogonales r_0 et φ.

Les lignes de coordonnées $r_0 =$ const. sont constituées par les cercles de centre B de rayon BM; ces cercles ont des rayons d'autant plus grands que

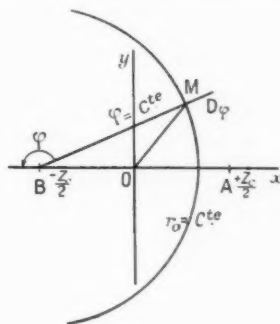


Fig. 2.

le module du coefficient de réflexion r_0 est plus petit.

$r_0 \to 0$, lorsque M s'éloigne indéfiniment;
$r_0 \to 1$, lorsque M se rapproche de O.

Les lignes de coordonnées $\varphi = \text{const.}$ sont constituées par les droites $D\varphi$ passant par B.

Nous obtenons le coefficient de transmission de l'onde dans le guide en écrivant l'équation exprimant l'égalité des champs rayonnés des deux côtés de l'obstacle.

$$t = 1 + r,$$

$$(2)\qquad t = t_0 e^{i\psi} = \frac{Z}{Z + \frac{Z_c}{2}}.$$

t représente la transformation $\frac{\overrightarrow{OM}}{\overrightarrow{BM}}$ (*fig.* 3). Cette transformation est composée de la rotation autour

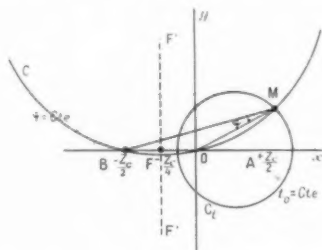


Fig. 3.

de M d'une valeur égale à $\widehat{BMO}$ et de l'homothétie de rapport $\frac{OM}{BM}$. La relation (2) est donc équivalente à l'ensemble des deux conditions :

$$t_0 = \frac{OM}{BM}, \qquad \psi = \widehat{BMO}$$

Le point M peut donc aussi être défini par ses coordonnées orthogonales t_0 et ψ. Les lignes de coordonnées $t_0 = \text{const.}$ sont constituées par le faisceau de cercles (C_t) lieux des points partageant BO dans le rapport t_0. Ces cercles forment un faisceau linéaire ponctuel dont B et O sont les points limites. Pour $t_0 = 0$ le cercle se réduit au point O; pour $t_0 \to 1$, le cercle tend à se confondre avec la droite F'/FF'', F étant le point d'abscisse $-\frac{Z_c}{4}$.

Les lignes de coordonnées $\psi = \text{const.}$ sont constituées par les arcs de cercles, lieux des points qui voient BO sous un angle constant; ces arcs de cercles appartiennent à un faisceau de cercles (C_ψ) admettant les points B et O comme points communs et orthogonaux aux cercles C_t du premier faisceau.

Étudions maintenant le coefficient p de perte de l'impédance Z défini comme étant le rapport de la puissance dissipée dans l'impédance Z à la puissance de l'onde incidente.

On a

$$(3)\qquad p = 1 - r_0^2 - t_0^2,$$

d'autre part, on a vu que

$$t = 1 + r$$

d'où

$$|t - r|^2 = 1$$

or,

$$|r + t|^2 + |r - t|^2 = 2(r_0^2 + t_0^2) = 2(1 - p),$$
$$|r + t|^2 = 2(r_0^2 + t_0^2) - 1 = 1 - 2p$$

donc

$$|r + t| = \sqrt{1 - 2p}.$$

On voit qu'il faut

$$p \leq \frac{1}{2}.$$

On trouve, d'après (1) et (2) que

$$r + t = \frac{Z - \frac{Z_c}{2}}{Z + \frac{Z_c}{2}},$$

c'est-à-dire que $r + t$ représente la transformation $\frac{\overrightarrow{MA}}{\overrightarrow{MB}}$, d'où

$$(4)\qquad \frac{MA}{MB} = \sqrt{1 - 2p}.$$

Le lieu du point M pour $p = \text{const.}$ est un cercle C_p

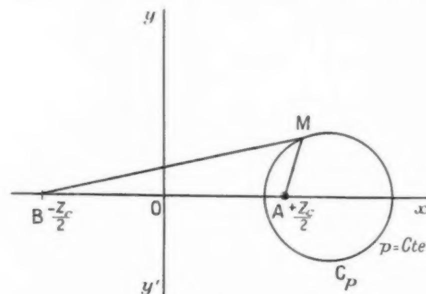


Fig. 4.

appartenant au faisceau de cercles admettant A et B comme points limites (*fig.* 4). Lorsque $p = \frac{1}{2}$, le cercle C_p se réduit au point A.

Lorsque $p = 0$, le cercle C_p est confondu avec la droite YY'.

b. Impédance Z variable. — Supposons que l'on ramène en dérivation dans le guide une impé-

dance variable Z (*fig.* 5) et soit C la courbe représentative de Z dans le système d'axes définis précé-



Fig. 5.

demment. Soit M le point décrivant la courbe C image de l'impédance Z (*fig.* 6).

Les coefficients de réflexion, de transmission et de perte varient donc avec l'impédance Z.

D'après l'équation (1), le module du coefficient de réflexion de l'onde dans le guide sera maximum lorsque la distance MB sera minima et, au contraire, il sera minimum pour la plus grande valeur de MB.

Traçons donc deux cercles de centre B, tangents

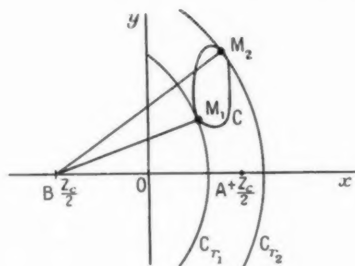


Fig. 6.

intérieurement et extérieurement à la courbe C. Ils donnent les points M_1 et M_2 images respectives des impédances correspondant au maximum et au minimum du module du coefficient de réflexion.

Considérons maintenant le coefficient de transmission t.

Les points représentatifs du maximum et du minimum du module de ce coefficient sont donnés par les points de tangence M_3 et M_4 des cercles du

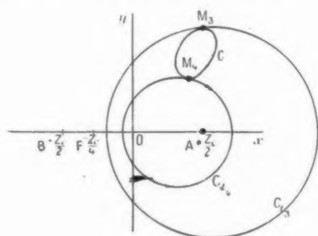


Fig. 7.

faisceau C_t avec la courbe C; le maximum correspondant au cercle C_{t_3} de plus grand rayon, le minimum au cercle C_{t_4} de plus petit rayon (*fig.* 7).

L'équation (3) nous permet de calculer le coefficient de perte p. Les points représentatifs M_5 et M_6 des coefficients de perte maxima et minima sont les points de tangence avec la courbe C des cercles

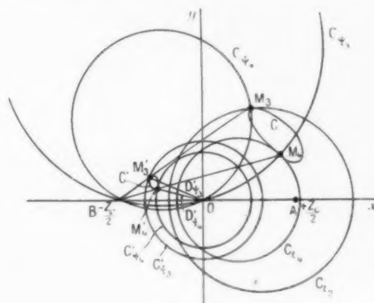


Fig. 7 *bis*.

admettant A et B comme points limites. Le cercle C_{p_5} de plus petit rayon correspondant au coefficient de perte maxima et le cercle C_{p_6} de plus grand rayon au coefficient de perte minima (*fig.* 8).

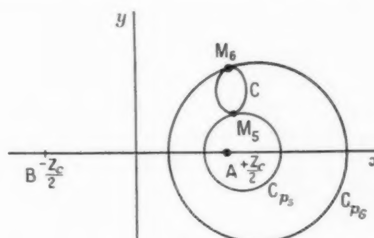


Fig. 8.

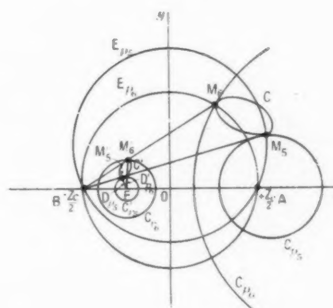


Fig. 8 *bis*.

Construction géométrique des points M *précédemment définis.* — Les points M_1 et M_2 peuvent s'obtenir avec le compas, les cercles de centre B étant tangents à la courbe.

Pour obtenir les points M_3 et M_4, nous pouvons effectuer l'inversion de centre B et de module BO^2;

la courbe C se transforme alors en une courbe C′ que l'on peut construire point par point.

Les cercles du faisceau C_φ orthogonaux à la courbe C en M_3 et M_4, se transforment en des droites passant par O; les cercles C_t en des cercles de centre O.

Le problème revient encore à mener comme précédemment des cercles concentriques tangents à une courbe C′. On obtient les points M'_3 et M'_4 dont les inverses sont les points M_3 et M_4 de la courbe C (*fig.* 7 *bis*).

Nous obtenons les points M_5 et M_6 en effectuant la même inversion que précédemment. Les cercles E_p orthogonaux aux cercles C_p et à la courbe C au point M considéré se transforment en des droites passant par le point F d'abscisse $-\frac{Z_c}{4}$ inverse du point A. Les cercles C_p se transforment donc en des cercles de centre F.

Nous sommes encore ramenés au cas précédent de la détermination des cercles concentriques tangents à une courbe donnée C′. On obtient alors les points M'_5 et M'_6, dont les inverses sont sur la courbe C les points M_5 et M_6 (*fig.* 8 *bis*).

Dans le cas particulier où la courbe C est un cercle et où, par conséquent, la courbe C′ est aussi un cercle, la construction des points M_1, M_2, M'_3, M'_4, M'_5 et M'_6 devient rigoureusement possible. En effet, il suffit de joindre le centre du cercle C ou C′ considéré au point B, O, ou F, suivant les trois cas.

Cas particulier. — L'impédance Z ramenée dans le guide est placée au bout d'une ligne de longueur

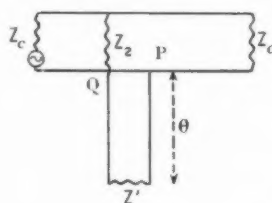


Fig. 9.

variable, couplée par une impédance imaginaire disposée en dérivation dans ce dernier. L'autre bout de cette ligne est terminée par une impédance Z' (*fig.* 9). Si Z_0 est l'impédance caractéristique de la ligne et θ sa longueur électrique, l'impédance Z_1, ramenée en *P* et *Q* est

$$(5)\quad Z_1 = Z_0\frac{1+R}{1-R} \quad \text{avec} \quad R = R'e^{-2i\theta} = \frac{Z_1 - Z_0}{Z_1 + Z_0},$$

$$R' = \frac{Z' - Z_0}{Z' + Z_0},$$

ici

$$Z = Z_1 + Z_2.$$

La courbe C du paragraphe précédent devient dans ce cas particulier, un cercle. On retrouve sur ce cercle les six points représentatifs des coefficients de réflexion, de transmission et de pertes comme il a été démontré ci-dessus.

2. **Obstacle en série.**

Le schéma équivalent est représenté figure 10.

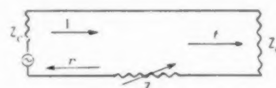


Fig. 10.

Soit C la courbe de variation de l'impédance Z. L'impédance apparente est ici

$$Z' = Z + Z_c.$$

On a

$$r = \frac{Z' - Z_c}{Z' + Z_c} = \frac{Z}{Z + 2Z_c},$$

r représente la transformation $\frac{\overrightarrow{OM}}{\overrightarrow{BM}}$; A et B étant les points d'abscisses $\pm 2Z_c$. La loi de conservation

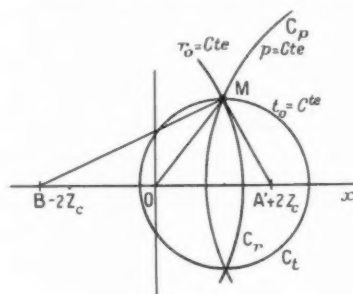


Fig. 11.

de l'électricité circulant au niveau de l'obstacle nous donne la relation

$$t = 1 - r$$

d'où

$$(6)\quad t = \frac{2Z_c}{Z + 2Z_c},$$

t représente la transformation $\frac{\overrightarrow{OB}}{\overrightarrow{OM}}$; les points A et B d'abscisses $\pm\frac{Z_c}{2}$ du cas précédent doivent être

remplacés par les points A′ et B′ d'abscisses $\pm 2Z_c$. D'autre part, les points représentatifs des coefficients de réflexion et de transmission doivent être permutés avec ceux de l'obstacle en dérivation (*fig.* 11).

L'équation (3) donnant le coefficient de pertes p reste valable

$$p = 1 - r_0^2 - t_0^2.$$

On retrouve

$$\frac{MA}{MB} = \sqrt{1 - 2p} = |r - t|. \tag{4}$$

Le lieu du point M pour $p =$ const. est donc un cercle appartenant au faisceau de cercles admettant A′ et B′ comme points limites.

Cas particulier. — L'impédance Z ramenée dans le guide est placée au bout d'une ligne de longueur variable couplée au guide par une impédance imaginaire pure en série dans ce dernier. L'autre bout de la ligne est terminé par une impédance Z' (*fig.* 12).

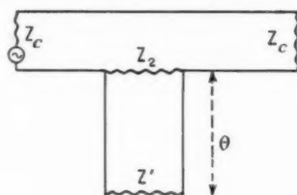


Fig. 12.

La courbe C, lieu des points M, images de l'impédance Z, est ici un cercle.

Application. — Nous allons effectuer la construction précédente pour un obstacle actif ramené en dérivation dans le guide. Cet obstacle est constitué par un magnétron placé au bout d'une ligne coaxiale. On a mesuré les taux d'ondes stationnaires et le déphasage introduit par cet obstacle.

On a trouvé

$$\rho = 2{,}5, \qquad \varphi = \pi + 30^{\circ}$$

d'où

$$r_0 = 0{,}44.$$

D'autre part, on a

$$Z_0 = 75\ \Omega.$$

On en déduit que l'impédance

$$Z' = 30 - i\,16 \text{ en } \Omega.$$

Cet obstacle est couplé en dérivation par l'inter-

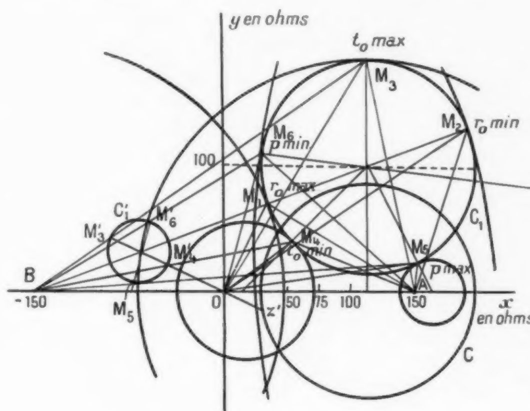


Fig. 13.

Points	r_0	t_0	p_0	$Z\ \Omega$
M_1	0,76	0,40	0,26	$33 + i\,70$
M_2	0,41	0,64	0,43	$172 + i\,130$
M_3	0,47	0,67	0,33	$113 + i\,185$
M_4	0,72	0,32	0,37	$52 + i\,41$
M_5	0,50	0,51	0,49	$152 + i\,24$
M_6	0,71	0,53	0,21	$30 + i\,110$

médiaire d'une impédance $Z_2 = i.100^{\Omega}$ dans un guide d'impédance caractéristique $Z_c = 300\ \Omega$.

On déduit de la construction des cercles les coefficients de réflexion de transmission et de perte, minimum et maximum (*fig.* 13).

NOTE SUR LA SENSIBILITÉ D'UN ÉTAGE AMPLIFICATEUR [1]

Par W. KLEEN,

Département « Électronique » du Centre de Recherches
de la Compagnie générale de Télégraphie sans Fil.

Sommaire. — *Dans une première note l'auteur étudiait la sensibilité du montage cathode à la masse et grille à la masse. Il traite ici de la sensibilité du montage anode à la masse et montre que pour $\omega = 0$ la sensibilité de ces trois montages fondamentaux est identique tandis que pour $\omega > 0$ celle du montage anode à la masse est légèrement différente de celle des deux autres montages.*

Nous avons montré [1] l'identité de la sensibilité optimum du montage cathode à la masse (c. m.) et celle du montage grille à la masse (g. m.). Cette étude a conduit à la question de savoir si la sensibilité d'un tube avec l'impédance-shunt du circuit d'entrée n'est pas indépendante de la forme du montage, en d'autres termes, si la sensibilité optimum des trois montages fondamentaux : c. m. g. m. et montage anode à la masse (a. m.) (*voir* figure) n'est pas identique à une fréquence donnée.

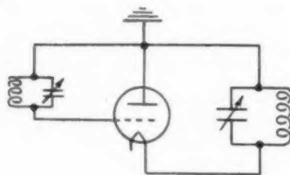


Fig. 1.

Une telle conception serait compréhensible en considérant chaque montage fondamental comme dérivant d'un des deux autres par introduction d'une réaction dans le premier. Comme l'application d'une réaction de la sortie vers l'entrée ne modifie pas le rapport signal-bruit, cette conclusion peut paraître justifiée : c'est la proposition démontrée tout récemment par H. Goldberg [2] pour $\mu < 1$. Toutefois le raisonnement de cet auteur n'est pas valable en u. h. f., et le calcul du facteur de bruit en u. h. f. ne tient pas compte de la possibilité d'améliorer ce facteur par un désaccord du circuit d'entrée, favorable par suite de la relation de phase des courants de bruit grille et plaque.

Le calcul de la sensibilité du montage a. m. correspond à celui des deux autres circuits dans [1] et les mêmes notations seront utilisées.

On obtient

$$I = \frac{E}{x}\,\frac{G_i}{Y_{\text{tot},c}}\,S_c \tag{20}$$

et

$$i = i_c - i_g\,\frac{S_c}{Y_{\text{tot},c}}, \tag{21}$$

l'admittance d'entrée du montage a. m. étant la même que celle du montage c. m.

Il s'ensuit

$$r = \frac{\overline{i^2}}{I^2} = \overline{i_c^2}\,x^2\,\frac{\left[Y_{\text{tot},c} - \sqrt{\dfrac{\overline{i_g^2}}{\overline{i_c^2}}}\,|S_c|\,e^{j(\varphi_g - \varphi_c + \varphi_1)}\right]^2}{E^2 G_i^2\,|S_c|^2}, \tag{22}$$

φ_c, φ_1 étant la phase de i_c, de S_c respectivement. On fait disparaître les composantes imaginaires dans le dénominateur de (22) en désaccordant convenablement le circuit d'entrée. Par un choix judicieux de x, on obtient la valeur minimum de r, soit

$$r_{\min} = 4\,\overline{i_c^2}\,\frac{\left\{\begin{array}{l}\mathcal{R}(Y + S_c - S_a)\\ \quad - \sqrt{\dfrac{\overline{i_g^2}}{\overline{i_c^2}}}\,|S_c|\cos(\varphi_g - \varphi_c + \varphi_1)\end{array}\right\}}{E^2 G_i\,|S_c|^2}. \tag{23}$$

Le facteur de bruit optimum du montage a. m. a donc la valeur

$$F = \frac{\overline{i_c^2}}{kT_0\Delta f}\,\frac{\left\{\begin{array}{l}\mathcal{R}(Y + S_c - S_a)\\ \quad - \sqrt{\dfrac{\overline{i_g^2}}{\overline{i_c^2}}}\,|S_c|\cos(\varphi_g - \varphi_c + \varphi_1)\end{array}\right\}}{|S_c|^2}. \tag{24}$$

[1] Suite à la note de l'auteur parue dans *Ann. de Radioél.*, t. III, n° 14, octobre 1948, p. 299.

En basse fréquence ($\omega \simeq 0$) on a $i_g = 0$, $i_c = i_a$, $S_c = S_a$ et donc

$$F = \frac{\overline{i_a^2}}{k T_0 \Delta f} \frac{\Re(Y)}{|S_a|^2} = 4 R_{\text{équiv}} \Re(Y), \tag{25}$$

égale à la valeur de F [*voir* équations (19 *a*)] du montage c. m. et du montage g. m.

En comparant l'équation (24) avec (11) et (16) on constate que pour $\omega > 0$ les facteurs de bruit des trois montages seraient identiques si la relation complexe

$$\frac{i_c}{i_a} = \frac{S_c}{S_a}$$

existait et, par conséquent, si les équations qui en résultent

$$\frac{\overline{i_c^2}}{\overline{i_a^2}} \frac{|S_a|^2}{|S_c|^2} = 1$$

et

$$\varphi_c - \varphi_a = \varphi_1 - \varphi_0 \tag{26}$$

étaient satisfaites. Déjà la première approximation de la théorie des temps de transit nous montre que (26) n'est pas valable. On a (*voir* [3])

$$i_a = i_c \left[1 - j\left(\frac{1}{3}\Theta_{cg} + \frac{2}{3}\Theta_{ga}\right)\right],$$

$$\varphi_c - \varphi_a = \frac{1}{3}\Theta_{cg} + \frac{2}{3}\Theta_{ga}, \tag{27}$$

et

$$S_c = S_0 \left[1 - j\frac{1}{5}\Theta_{cg}\right],$$

$$S_a = S_0 \left[1 - j\left(\frac{11}{30}\Theta_{cg} + \frac{2}{3}\Theta_{ag}\right)\right],$$

par suite,

$$\varphi_1 - \varphi_0 = \frac{1}{6}\Theta_{cg} + \frac{2}{3}\Theta_{ga}. \tag{28}$$

Dans ces équations S_0 est égal à S_c pour $\omega = 0$. Θ_{cg} et Θ_{ga} sont les angles de transit entre cathode et grille, grille et anode respectivement.

D'après les équations (26) à (28) on constate donc l'inégalité de la sensibilité optimum du montage a. m. avec celle des deux autres montages. La différence n'est pas grande mais elle existe néanmoins dans le domaine du temps de transit fini des électrons. Elle s'interprète facilement au point de vue physique : dans les montages c. m. et g. m., on mesure le rapport signal-bruit dans la branche où passe le courant anodique. Dans le montage a. m. ce rapport signal-bruit est mesuré dans le conducteur parcouru par le courant cathodique. Pour un courant grille de valeur finie ($\omega > 0$) le courant de bruit présent dans le courant anodique est différent de celui associé au courant cathodique et le rapport des deux courants de bruit n'est pas égal au rapport des transconductances des courants de signal correspondants. Cette inégalité entraîne la différence de sensibilité du montage c. m. et g. m. d'une part et du montage a. m. d'autre part, différence qui ne disparaît que pour un courant grille nul, c'est-à-dire pour ω petit.

BIBLIOGRAPHIE.

1. W. KLEEN, *Note sur la sensibilité d'un étage amplificateur* (*Ann. de Radioélectricité*, 3, octobre 1948, p. 299-301).
2. H. GOLDBERG, *Some notes on noise figures* (*Proc. Inst. Radio Engrs*, t. 36, 1948, p. 1205-1214).
3. C. J. BAKKER, *Fluctuations and electron inertia* (*Physica*, t. 8, 1941, p. 23-43). — D. O. NORTH, *Analysis of the effects of space charge on grid impedance* (*Proc. Inst. Radio Engrs.*, t. 24, 1936, p. 108-136).

ÉTUDE ET RÉALISATION D'UN NOUVEAU DISPOSITIF DE REFROIDISSEMENT PAR AIR FORCÉ ADAPTÉ AUX TUBES D'ÉMISSION.

PAR JACQUES PRÉVOST,
Ingénieur E. S. E., Chef de Service,

JACQUES BOISSIÈRE,
Ingénieur E. P. C. I.

et ANDRÉ LOUKOVSKI,
Ingénieur des Travaux, à la Société indépendante de T. S. F.

SOMMAIRE. — *Le refroidissement des tubes d'émission par air forcé, qui présente de nombreux avantages, tend à se développer largement depuis plusieurs années.*

Cet article décrit une forme d'application perfectionnée de ce système, mise au point par les laboratoires de la Société indépendante de T. S. F.

La première partie de l'exposé est consacrée à des considérations générales théoriques sur le refroidissement par air forcé; la deuxième partie, à un rappel des divers systèmes utilisés jusqu'à ce jour, et la troisième, à la présentation du nouveau dispositif adopté par la Société indépendante de T. S. F.

Introduction.

Dans un tube d'émission, une fraction de l'énergie continue n'est pas transformée en énergie haute fréquence et se retrouve sous forme de pertes dans le tube, principalement en chaleur sur l'anode, chaleur qui peut être évacuée de plusieurs manières.

a. Rayonnement. — Ce mode de refroidissement est utilisé dans les tubes dont la puissance est limitée à quelques kilowatts et qui se composent d'une enceinte en matière transparente (verre ou quartz), enveloppant complètement les différentes électrodes. Pendant le fonctionnement, ces électrodes sont portées à une température élevée et rayonnent vers l'extérieur l'énergie dissipée.

b. Circulation d'eau. — Dans cette catégorie de tubes (*fig.* 1), d'une puissance plus élevée que les précédents, l'anode métallique soudée à un ballon de verre fait partie elle-même de l'enceinte à vide et peut donc, de ce fait, être refroidie directement par une circulation d'eau, au moyen d'une chemise appropriée.

Ce mode de refroidissement impose plusieurs contraintes :

— nécessité d'un débit d'eau important, d'où emploi difficile aux colonies, sur les navires et toutes installations mobiles;

— utilisation d'une eau donnant peu de résidu sec

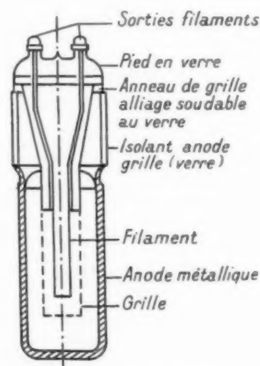


Fig. 1. — Schéma d'un tube de puissance à anode externe.

(nécessité d'une faible conductibilité électrique et de l'absence de dépôts dans les conduites et sur les anodes);

— obligation d'interposer des canalisations isolantes très longues entre la masse (arrivée et évacuation d'eau) et l'anode portée à un potentiel élevé

(on admet, en général, la nécessité d'un gradient inférieur à 1 kV : m de canalisation);

— emploi de pompes, échangeurs de température, appareils de manœuvre, de contrôle et de sécurité.

c. Air forcé. — Ces tubes, analogues aux précédents, n'en diffèrent que par la présence sur l'anode, d'ailettes soumises à une circulation d'air produite par un ventilateur. Cette technique de refroidissement, dont l'intérêt est évident, a été utilisée dans des types de radiateurs de conceptions très différentes. Avant de les examiner plus en détail, il convient d'étudier les principes généraux qui régissent l'emploi de l'air forcé.

1. Théorie générale du refroidissement à air.

Les dispositifs de refroidisseurs employés, s'ils exigent une vitesse d'air assez élevée (de quelques mètres à quelques dizaines de mètres par seconde), ne demandent qu'une assez faible pression pour vaincre les pertes de charge (de 20 à 400 mm d'eau). On peut donc admettre que les échanges thermiques se font à pression constante.

Il existe une relation très simple entre la puissance dissipée, le volume et la variation de température du fluide traversant le refroidisseur. Désignons par :

C_p, la chaleur spécifique à pression constante de l'air (en mth);
q, le débit (en kg : mn);
W, la puissance dissipée (en kW);
Δt, la variation de température (en degrés centésimaux).

La relation est

$$W\,60 = 4{,}18\,q\,C_p\,\Delta t$$

d'où

$$q = \frac{W\,60}{4{,}18\,C_p\,\Delta t}.$$

Or,

$$C_p = 0{,}241 + 3{,}1\,.\,10^{-5}\,t$$

et le produit $4{,}18\,C_p$ est très voisin de 1, donc

$$q = \frac{W\,60}{\Delta t}. \qquad (1)$$

Pour obtenir le volume d'air nécessaire, il suffit de diviser le débit en kg : mn par la masse spécifique γ de l'air à la température t_1 d'entrée.

Le tableau ci-dessous permet l'utilisation de cette formule. Les courbes des figures 2 et 3 traduisent graphiquement ces résultats.

t °C.	—10°.	0°.	10°.	20°.
kg : m³..........	1,33	1,29	1,25	1,20
t °C.	30°.	40°.	50°.	60°.
kg : m³..........	1,17	1,13	1,09	1,06

La puissance dissipée est conditionnée par l'échange thermique entre les parties métalliques et le fluide réfrigérant.

La transmission de chaleur par convection forcée, seule considérée ici, est proportionnelle :

— à un coefficient α qui dépend du fluide, de la nature de l'écoulement (laminaire ou turbulent), de sa vitesse et de l'état de surface du métal;

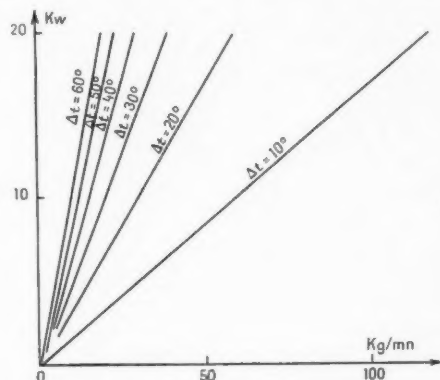


Fig. 2. — Courbes de la puissance évacuée en kilowatts en fonction du débit en kg : mn pour différents Δt (°C).

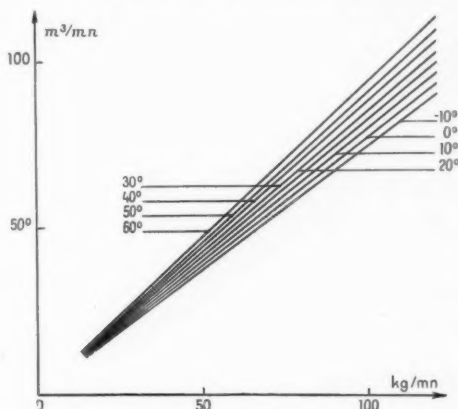


Fig. 3. — Courbes donnant le volume en m³ : mn en fonction du débit massique en kg : mn pour différentes températures °C d'entrée d'air.

— à la surface S de contact fluide-métal;

— à la différence entre la température de la paroi métallique et la température moyenne du fluide.

Ici, pour le refroidissement à air, on a

t_1, température d'entrée;
t, température moyenne de la paroi;
θ, température moyenne de l'air;

Δt, différence entre les températures d'entrée et de sortie de l'air.

$$\delta = t_1 + \frac{\Delta t}{2} = t_1 + 30\frac{W}{q} \qquad (\textit{voir} \text{ relation } 1).$$

La puissance dissipée est donc

$$W = \alpha S(t - \delta) = \alpha S\left(t - t_1 - \frac{30\,W}{q}\right)$$

d'où

$$30\frac{W\alpha S}{q} + W = \alpha S(t - t_1),$$

$$(2) \qquad W = \frac{\alpha S(t - t_1)}{1 + \frac{30\alpha S}{q}}.$$

On peut donc ainsi prédéterminer avec une approximation suffisante la puissance maximum W que l'on peut dissiper, si l'on se fixe la température d'entrée de l'air t_1, la température moyenne t admissible sur l'anode (la surface S étant déterminée par les dimensions géométriques du refroidisseur) et le débit q.

La vitesse de l'air joue un rôle considérable. Elle conditionne la nature de l'écoulement que l'on peut déterminer d'après la valeur du nombre de Reynolds R_e.

Le nombre de Reynolds est la quantité sans dimension

$$R_e = \frac{VD}{\nu},$$

où

D, diamètre équivalent [1];
V, vitesse du fluide;
ν, viscosité cinématique, quotient de la viscosité absolue μ par la masse spécifique γ.

Si le nombre de Reynolds est inférieur à 2 400, le régime d'écoulement est toujours laminaire (ou visqueux).

Si le nombre de Reynolds est supérieur à 4 000, le régime d'écoulement est turbulent.

Pour les valeurs de R_e comprises entre 2 400 et 4 000, il se produit des régimes transitoires intermédiaires mal définis.

Le coefficient α de transmission augmentant avec la turbulence, ce régime est beaucoup plus favorable à l'échange thermique et est tout indiqué pour le refroidissement des radiateurs.

En régime laminaire, ce coefficient α dépend beaucoup de l'état de surface du métal. Il augmente avec la rugosité.

En régime turbulent, il dépend moins de la rugosité et est donné par

$$(3) \qquad \alpha = 0{,}024\,\frac{k}{D}\,R_e^{0,8}\left(\frac{c_p\mu}{k}\right)^{0,4},$$

relation dans laquelle :

α est exprimé en μth : s : cm² : °C;
k, conductibilité thermique du fluide en μth : s : cm : °C;
μ, viscosité absolue du fluide en g : cm : s;
c_p, chaleur spécifique du fluide en μth : g, à pression constante.

La figure 4 donne la variation de α en fonction de la vitesse pour une plaque de métal laminée.

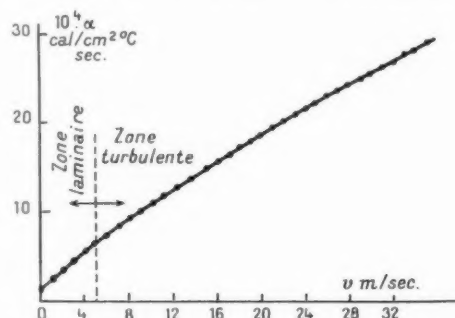


Fig. 4. — Courbes du coefficient α en μth : cm² : °C en fonction de la vitesse en m : s pour une surface laminée plane.

Si l'on développe la relation (3), on obtient

$$\alpha = 0{,}024\,\frac{k}{D}\,\frac{D^{0,8}\gamma^{0,8}V^{0,8}}{\mu^{0,8}}\,\frac{c_p^{0,4}\mu^{0,4}}{k^{0,4}}$$

ou

$$\alpha = 0{,}024\,\frac{V^{0,8}}{D^{0,2}}\,\frac{\gamma^{0,8}c_p^{0,4}k^{0,6}}{\mu^{0,4}} = 0{,}024\,A\,\frac{V^{0,8}}{D^{0,2}},$$

expression dans laquelle les constantes physiques de l'air sont groupées et constituent un facteur A pratiquement constant et égal à $0{,}0215.10^{-2}$ dans un large intervalle de température, comme le montre la courbe de la figure 5.

La relation (3) peut donc se réduire à

$$(4) \qquad \alpha = 5{,}16.10^{-6}\,\frac{V^{0,8}}{D^{0,2}},$$

lorsque le fluide réfrigérant est de l'air.

Il est utile d'insister sur le fait que, dans tous les systèmes refroidisseurs, l'efficacité est beaucoup plus grande lorsque l'écoulement est turbulent : en effet,

---

[1] Le diamètre équivalent d'une conduite de forme quelconque est égal à $\frac{4 \times \text{surface}}{\text{périmètre}}$, par analogie avec $\frac{4\pi\frac{D^2}{4}}{\pi D} = D$ pour un cercle.

comme il est dit plus haut, le coefficient α est plus élevé. De plus, le fluide est alors brassé et toute sa masse vient au contact des parois chaudes et non

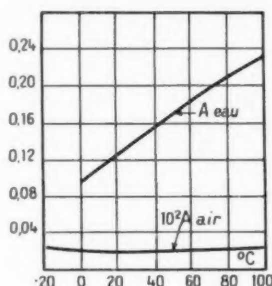


Fig. 5. — Valeurs du facteur A pour l'eau et l'air entre — 20 et 100° C.

pas seulement la couche tangentielle qui, en régime laminaire, participe seule à l'échange thermique et ce, de moins en moins, au fur et à mesure qu'elle s'échauffe davantage, puisque Δt diminue. Enfin, la vitesse moyenne est plus voisine de la vitesse maxima, ce qui diminue le débit à efficacité constante.

Il convient aussi d'adopter une valeur de R_e suffisamment élevée, afin qu'une diminution légère de vitesse, accidentelle ou voulue, ne change pas le régime d'écoulement et ne provoque pas une perturbation profonde du refroidissement. D'autre part, le bruit augmente avec la turbulence. On adopte généralement — compromis acceptable entre ces deux limitations — une valeur moyenne de 10 000, valeur qui, expérimentalement, donne satisfaction.

Tout ce qui précède est valable, quel que soit le dispositif de soufflage adopté.

Pour la réalisation pratique de ces refroidisseurs, deux solutions principales se présentent au constructeur : l'emploi d'ailettes disposées suivant des plans

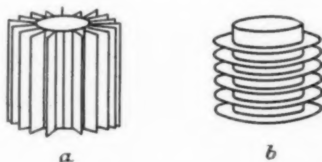


Fig. 6. — Radiateurs pour lampes d'émission. *a*, soufflage axial; *b*, soufflage transversal.

passant par l'axe de la lampe avec un soufflage axial, l'emploi d'ailettes disposées suivant des plans perpendiculaires à l'axe avec soufflage transversal (*fig.* 6).

Il faut examiner en détail ces deux systèmes.

2. **Refroidisseurs à ailettes longitudinales (soufflage axial).**

Les premiers refroidisseurs construits étaient du type à ailettes longitudinales. Ils sont d'ailleurs encore employés par de nombreux constructeurs.

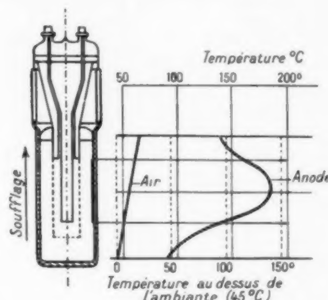


Fig. 7. — Répartition de la température sur l'anode d'une lampe à soufflage axial.

Outre les inconvénients qui apparaîtront en donnant la description des divers modèles réalisés, on peut déjà critiquer le principe même. En examinant la figure 7, qui donne la répartition de température le long d'une génératrice, on constate que l'air froid arrivant sur le fond de l'anode, s'échauffe déjà notablement avant d'atteindre la zone de tempé-

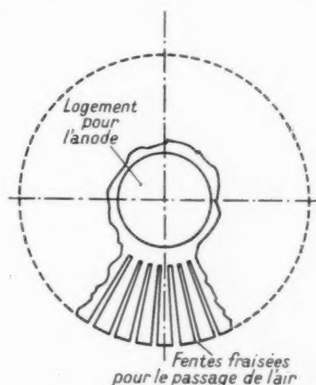


Fig. 8. — Radiateur fraisé.

rature maximum de celle-ci. Il s'ensuit une élévation supplémentaire de température de la partie haute. Le rendement de l'ensemble n'est donc pas bon et ce, d'autant moins que l'anode est plus longue.

En plus de ce défaut de principe, tous ces radiateurs présentent des imperfections qui vont être examinées.

L'une des premières réalisations se composait d'un bloc cylindrique, en cuivre ou en aluminium (métaux

bons conducteurs thermiques), comportant un logement cylindrique axial pour l'anode et fraisé suivant des plans passant par l'axe (*fig.* 8). En dehors du problème de la liaison thermique entre anode et radiateur (problème commun à ces types de radiateurs et qui sera repris plus loin), ce dispositif présente au moins trois inconvénients considérables : poids énorme, prix de revient élevé (travail de fraisage) et — la section libre étant très faible — grande perte de charge, d'où forte puissance de ventilation et bruit intense. Pour les lampes de faibles dimensions, certaines réalisations suppriment ce bloc et les fentes sont fraisées dans l'ensemble qui constitue l'anode elle-même.

D'autres constructeurs emploient un noyau épais dans lequel sont fraisées des rainures. Des ailettes

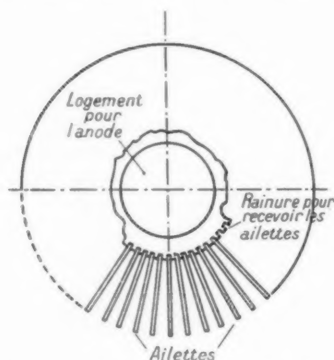


Fig. 9. — Radiateur à ailettes brasées.

constituées par des plaques de cuivre de un à quelques millimètres d'épaisseur, brasées dans ces rainures forment le refroidisseur (*fig.* 9).

Dans cette disposition, comme dans la précédente, le radiateur est entouré par un tube auquel se raccorde une manche en soie, qui canalise l'air venant du ventilateur. L'emploi de la soie, excellent isolant électrique, est nécessaire, car le radiateur est évidemment au potentiel de l'anode. Il évite, d'autre part, la transmission des vibrations du ventilateur à la lampe.

La liaison thermique est un point très délicat. Tout d'abord, si une anode à paroi épaisse ou un noyau de radiateur épais ont l'avantage de diminuer l'intensité des points chauds locaux qui pourraient se produire, ils créent un gradient important de température entre la zone source de chaleur et le fluide de refroidissement, d'où efficacité moins grande de ce dernier. De plus, ils augmentent le poids de l'ensemble. Enfin, il faut réaliser la liaison thermique avec l'anode. La plupart des constructeurs utilisent des soudures à bas point de fusion (étain, cadmium) qui permettent de souder anode et radiateur à température assez basse et tenter d'éviter ainsi des dégagements gazeux intempestifs dans le tube qui est déjà pompé. Il subsiste toutefois un risque de ce fait, car l'anode est portée à la température de fusion du métal de jonction.

Ce point de fusion bas interdit l'utilisation de la lampe à température élevée (300 à 350° C), c'est-à-dire au rendement optimum du radiateur, car la soudure fondue formerait un eutectique à bas point de fusion avec le cuivre de l'anode et celle-ci ne tarderait pas à se percer. Même lorsque la température moyenne de l'ensemble est relativement basse, il peut toujours se produire un point chaud local par surcharge accidentelle, d'où attaque de l'anode par le processus signalé ci-dessus.

De plus, ces dispositifs ne peuvent être récupérés un grand nombre de fois en les dessoudant; leur prix élevé a donc une incidence fâcheuse sur celui des tubes. En outre, pour les tubes de grande puissance ayant une anode longue, la perte de charge du fluide est considérable, d'où puissance de ventilation accrue. Enfin, le défaut de principe signalé plus haut se traduit par une élévation exagérée de température au voisinage de la soudure verre-métal.

Dans certaines réalisations, afin d'obvier à cet inconvénient de principe, des boîtes appropriées distribuent l'air froid directement à des hauteurs différentes le long de l'anode. Les ailettes longitudinales sont alors courtes et très voisines les unes des autres. Ce procédé présente, néanmoins, les désavantages suivants : il n'évite pas le joint thermique délicat entre anode et ailettes; les chicanes de distribution et les ailettes serrées provoquen; une forte perte de charge, d'où bruit assez intense; enfin, la boîte de distribution a une forme complexe et sa réalisation matérielle est onéreuse.

3. **Refroidissement S. I. F. à ailettes transversales (soufflage transversal).**

A. Principe. — La Société indépendante de T. S. F. présente un nouveau type de radiateur à ailettes transversales et soufflage latéral qui évite les inconvénients signalés précédemment sur les modèles existants [1].

Pour atteindre ce but, les idées suivantes ont dirigé l'orientation des recherches :

1. Adopter un soufflage transversal qui convient aux anodes de toutes longueurs et de tous diamètres

[1] Brevet S. I. F. déposé sous le n° 561.547.

et permet une utilisation rationnelle du fluide refroidisseur.

2. Exposer directement l'anode au souffle d'air froid.

3. Réaliser la liaison thermique entre ailettes et

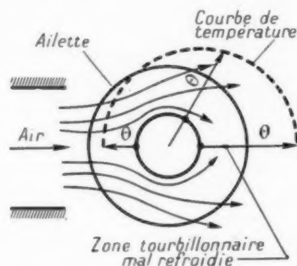


Fig. 10. — Forme des filets d'air et répartition de la température dans un radiateur à soufflage transversal unilatéral.

anode par un procédé simple, à bas prix de revient, en employant un métal à point de fusion plus élevé que l'étain ou le cadmium.

4. Choisir un métal de liaison ne formant pas, avec le cuivre d'eutectique dont la fusion se produise au-dessous de son propre point de fusion.

5. Obtenir un poids total aussi faible que possible.

Une anode portant des ailettes circulaires situées dans des plans perpendiculaires à l'axe et soufflée unilatéralement est mal refroidie. Les températures se répartissent autour de l'anode comme le montre la

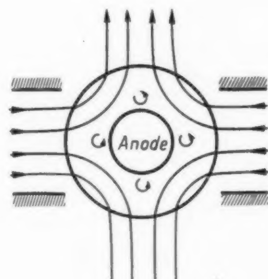


Fig. 11. — Forme des filets d'air dans un radiateur à soufflage transversal bilatéral symétrique.

figure 10. On peut déjà améliorer la répartition thermique en disposant deux buses de soufflage diamétralement opposées (*fig.* 11). Il reste, néanmoins, des zones tourbillonnaires où le fluide tourne sur lui-même et s'évacue difficilement, donc s'échauffe de plus en plus et ne participe plus au refroidissement. Il se forme alors des points chauds sur les secteurs correspondants de l'anode.

Après recherches, la méthode qui paraît le mieux éliminer ces tourbillons parasites consiste à utiliser un soufflage bilatéral dyssymétrique, au moyen de deux buses diamétralement opposées (*fig.* 12). Par une disposition tête-bêche d'ailettes de forme judicieuse, décrites en détail plus loin, le soufflage principal se fait alternativement dans un sens et dans l'autre pour les intervalles successifs, la prise d'air additionnelle se trouvant toujours du côté opposé (*fig.* 12). On compense ainsi une dyssymétrie possible dans le refroidissement, donc dans la température

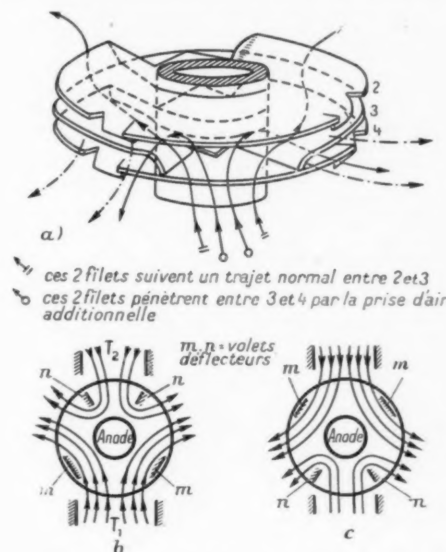


Fig. 12. — Dispositif de soufflage S. I. F.

a, vue perspective des ailettes sur l'anode; *b*, sens de circulation de l'air dans l'intervalle 2 et 3; *c*, sens de circulation de l'air dans l'intervalle 3 et 4.

et ce, d'autant mieux que l'intervalle entre les ailettes est plus faible.

B. Description. — Le radiateur se compose d'ailettes horizontales en cuivre d'épaisseur 1,5 mm et ayant la forme indiquée sur la figure 13.

La figure 12 montre en détail le trajet de l'air entre les ailettes; on voit, sur la figure 12 *b*, que la veine fluide venant de la buse T_1 pénètre entre deux ailettes et se divise de part et d'autre de l'anode en deux courants. Ces derniers, canalisés d'abord par les volets latéraux *m*, sont ensuite rejetés vers l'extérieur. Dans le même intervalle, l'air additionnel provenant de la buse T_2 s'introduit entre les deux volets déflecteurs *n* et vient frapper directement l'anode. Il se répartit en deux veines qui, chacune, après avoir contourné les volets *n*, s'incurvent sous

la poussée du soufflage principal et s'échappent vers l'extérieur.

La figure 12 *c* indique la forme des filets d'air circulant dans l'intervalle suivant, tandis que la figure 12 *a* donne une vue perspective de deux intervalles successifs.

On constate que, sur le trajet du fluide, la section de passage est sensiblement constante; la vitesse augmente toutefois, car il y a détente de l'air.

A noter que les volets *m* et *n* forment entretoises et déterminent l'écartement entre ailettes.

Pour simplifier l'exposé, les ailettes ont été décrites planes. Elles sont, en réalité, légèrement coniques, afin que la différence de température entre le centre et la périphérie ne provoque, par dilatation, qu'une variation de l'angle du cône et non une déformation imprévue. Ces ailettes peuvent être obtenues à bas prix de revient par découpage

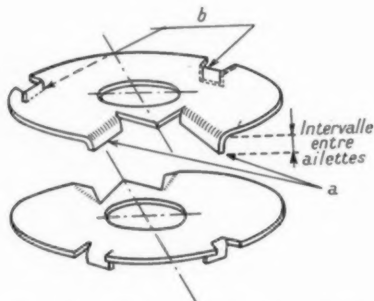


Fig. 13. — Forme détaillée des ailettes.

et emboutissage à la presse dans de la feuille de cuivre recuit.

L'ailette terminale supérieure est constituée par un simple disque percé de trous qui laissent l'air froid s'échapper vers le haut et refroidir ainsi le ballon de la lampe. (Dans les dispositifs usuels, l'air qui ventile le ballon est déjà très chaud, puisqu'il a parcouru le radiateur dans toute sa hauteur.)

L'ailette terminale inférieure est un simple disque.

La fixation des ailettes sur l'anode se fait à basse température avec un métal dont le point de fusion est supérieur à 400° C, en utilisant le procédé Schoop. Ce procédé consiste à projeter, au moyen d'un pistolet spécial, le métal en fusion. Les particules de ce dernier s'accrochent sur la paroi traitée et forment un enduit très adhérent qui comble tous les interstices anode-ailettes. La première ailette est enfilée sur l'anode et vient buter sur un bossage au sommet de celle-ci. Elle est ensuite fixée par schoopage d'un congé de métal; puis les ailettes suivantes sont mises en place et fixées une à une (*fig.* 14). Elles sont maintenues en position convenable pendant l'opération au moyen d'un montage approprié. Les ouvertures d'admission d'air sont orientées

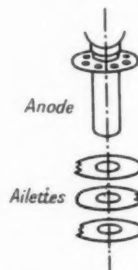


Fig. 14. — Méthode de fixation des ailettes.

alternativement vers les deux extrémités d'un même diamètre.

L'ensemble (*fig.* 15) est ensuite métallisé entièrement par projection entre les ailettes et sur l'anode. La mise au point de la méthode a été grandement facilitée par l'obligeance de M. Studler qui a mis ses techniciens et son matériel spécial de schoopage à notre disposition. Notons que l'anode ne dépasse pas une température de 100° C pendant le schoopage, ce qui ne saurait provoquer de dégagement gazeux dans la lampe pompée. Ce procédé de fixation est d'ailleurs tout aussi applicable aux radiateurs à ailettes longitudinales.

La boîte de distribution d'air (*fig.* 16 et 17) se compose d'un cylindre *a*, dans lequel s'emboîte un cône coaxial *b*, portant deux ouvertures rectangu-

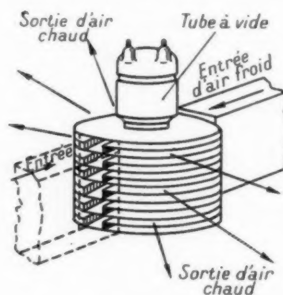


Fig. 15. — Vue d'ensemble des ailettes fixées sur une lampe à anode externe.

laires *c*, diamétralement opposées. L'air soufflé est dirigé par une buse *d* et le déflecteur conique *e* entre le cylindre *a* et le cône *b* et s'échappe vers le radiateur par les deux ouvertures *c* en regard desquelles se placeront les orifices d'admission des ailettes. Les coudes brusques ou les diminutions

rapides de section sont soigneusement évités, afin de réduire le bruit. La forme des deux buses latérales est étudiée pour provoquer un afflux massif

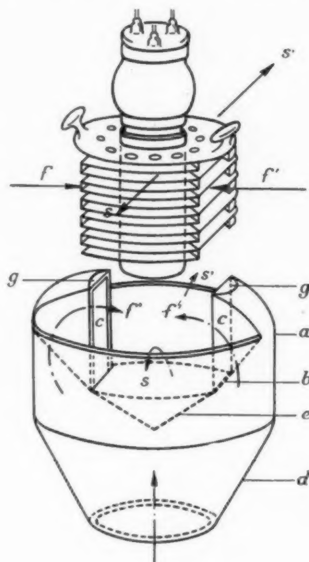


Fig. 16. — Lampe avec son radiateur et boîte de distribution d'air.

d'air, donc un refroidissement énergique sur la partie active de l'anode.

La lampe repose par l'ailette supérieure sur deux



Fig. 17. — Maquette de la boîte de distribution d'air.

plaquettes *g* disposées au sommet des deux buses latérales.

Comme dans les radiateurs du type classique, la liaison entre le ventilateur placé à la partie inférieure du bloc homogène lampe-refroidisseur est faite au moyen d'une manche en soie de tissage très serré.

C. Résultats expérimentaux. — A titre d'exemple, on donne ci-après les résultats obtenus sur un tube de puissance utile 25 kW ondes moyennes.



Fig. 18. — Tube de puissance S. I. F. 25 kW, muni d'ailettes transversales.

Ce tube, à grande pente, peut être chauffé en continu, triphasé ou hexaphasé; sa dissipation anodique maxima est de 13 kW (non compris la puissance filament de 2 kW) (*fig.* 18 et 19). Son poids total

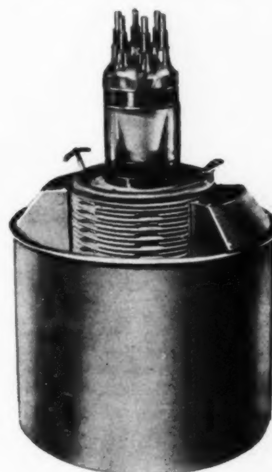


Fig. 19. — Tube S. I. F. avec radiateur à ailettes transversales en place dans la boîte de distribution d'air.

(tube et radiateur) *est de* 18 kg, *d'où grande maniabilité.*

Les ailettes sont au nombre de 24, entourant une

anode de 115 mm de diamètre et de 250 mm de long. La surface totale d'une ailette (deux faces)



Fig. 20. — Forme des filets d'air dans le radiateur S. I. F. (visualisation au moyen de fils de soie).

est de 5 dm² et l'intervalle entre ailettes de 4,5 mm. Le diamètre maximum du refroidisseur est de 230 mm.

a. Ventilation. — Pour une puissance dissipée de 12 kW + 2 kW de chauffage filament, le débit d'air est de 32 m³ : mn.

Aux buses d'admission, la pression dynamique est de 10 mm d'eau, la pression statique de 34 mm et la vitesse maxima de 13 m : s.

La valeur du nombre de Reynolds aux buses d'admission de ce refroidisseur est voisine de 10 000. Le régime d'écoulement entre les ailettes est donc très nettement turbulent.

La figure 20 montre l'orientation des filets d'air visualisés au moyen de fils de soie et photographiés

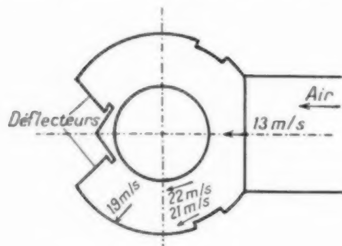


Fig. 21. — Distribution des vitesses entre deux ailettes.

au travers d'ailettes d'expérimentation transparentes.

La figure 21 donne les valeurs de la vitesse en différents points des ailettes. Ces valeurs ont été mesurées à l'aide d'un tube de Pitot, suivant les méthodes classiques de l'aérodynamique.

b. Répartition thermique. — Ces mesures ont été effectuées au moyen de couples thermoélectriques spéciaux, convenablement disposés. La courbe de la figure 22 *a* indique la répartition de la température le long d'une génératrice de l'anode. On constate que le maximum de température se situe très sensiblement au milieu de la hauteur de l'anode. La répartition est uniforme sur la circonférence à ± 10 % près en régime statique. En régime dynamique haute fréquence, les variations sur cette circonférence sont encore beaucoup plus faibles.

La variation de la température suivant le rayon est représentée par la courbe de la figure 22 *b*. La pente importante $\frac{dt}{dr}$ et la température notablement supérieure à celle de l'air à l'extrémité de

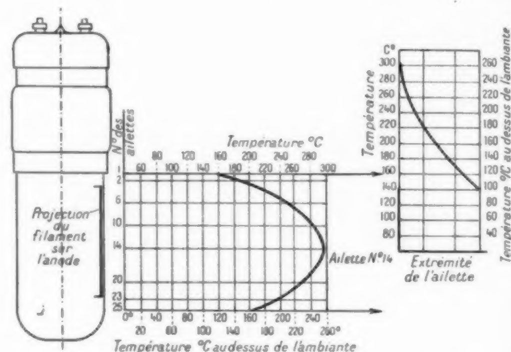


Fig. 22. — Répartition de la température pour une dissipation de 12 kW (+ 2 kW filament) et un débit de 32 m³ : mn (*a*, le long d'une génératrice; *b*, le long d'un rayon d'ailette).

l'ailette montrent que celle-ci est efficace dans toute son étendue.

Il est à noter qu'en plus des renseignements précis fournis par ces courbes pour l'ensemble étudié, celles-ci permettent la prédétermination de tout autre tube plus ou moins puissant, la similitude étant respectée.

Les valeurs admises ici pour les conditions d'utilisation sont les suivantes :

— le débit d'air est de 2,28 m³ : mn : kW dissipé (y compris la puissance filament);

— la surface de refroidissement des ailettes est égale à 9 dm² : kW;

— l'élévation de température de l'air atteint 30° C au maximum;

— la température maxima sur l'anode est de 260° C au-dessus de l'ambiante.

4. **Conclusion.**

Après étude et nombreuses expériences, ce type de refroidisseur a été mis en service sur un émetteur de radiodiffusion de la Société indépendante de T.S.F. (*fig.* 23).

Les essais suivants, particulièrement sévères, ont été effectués sans dommage pour les tubes :

— montée à la puissance maxima de dissipation en 6 s en partant du tube froid, filament éteint;
— stabilisation de température en 10 mn environ;
— fonctionnement en régime continu pendant plusieurs heures consécutives, à la puissance dissipée maxima;
— pointes de surcharges de faible durée, voulues ou accidentelles, allant jusqu'à 28 kW dissipés (double de la dissipation admise), à ventilation normale;
— en régime établi, interruption brusque de l'alimentation générale (filament, tension anodique moteur du ventilateur). (A noter que le ventilateur s'arrête alors de tourner efficacement après quelques secondes.)

Les mesures du courant inverse de grille (en relation directe avec le vide du tube) indiquent une valeur au plus égale à celle des tubes équivalents refroidis à l'eau.

Ces différents points établis montrent la parfaite sécurité de fonctionnement de l'ensemble.

Les avantages principaux présentés par ce dispositif sont :

— poids faible;
— bruit peu intense en fonctionnement;
— prix de revient peu élevé, résultant de la facilité de construction;
— grande sécurité de fonctionnement;
— utilisation rationnelle du fluide refroidisseur;
— récupération possible des ailettes.

Il convient de noter qu'un rendement très accru peut être obtenu si l'on accepte un bruit plus intense. Il suffit alors de multiplier les ailettes en diminuant leur intervalle et d'augmenter la vitesse de soufflage. Ce même rendement peut également être augmenté par l'emploi d'anodes en métaux permettant un fonctionnement à température plus haute que le cuivre. Dans les deux cas, la charge spécifique est alors plus élevée. A puissance dissipée égale, les dimensions de l'anode peuvent être réduites, ce qui peut être particulièrement intéressant pour des lampes spéciales : ondes très courtes, fonctionnement en impulsions, etc. Le dispositif décrit est également applicable à tout système où un échange thermique intense est nécessaire : échangeurs de température, réchauffeurs d'air, refroidissement de résistances, de cylindres, etc.



Fig. 23. — Baie d'un étage terminal d'un émetteur de radiodiffusion de 20 kW S. I. F., équipé de tubes à radiateurs à ailettes transversales.

***

Nous tenons à remercier ici les Laboratoires Eiffel et particulièrement leur Directeur, M. Chabonat, pour la participation effective et les conseils très précieux qu'ils ont bien voulu nous donner pour toutes les mesures d'aérodynamique.

BIBLIOGRAPHIE.

RIBAUD et BRUN, *La convection forcée de la chaleur en régime d'écoulement* (*Mémorial des Sciences Physiques*, Gauthier-Villars, édit., Paris, 1942).

VAN DE BEEK, *Tubes d'émission à refroidissement par air* (*Rev. techn. Philips*, t. 4, mai 1939).

DE BREY et RINIA, *Une méthode améliorée de refroidissement par air de tubes d'émission* (*Rev. techn. Philips*, t. 9, nº 6, 1947).

TEN BOSCH, *La transmission de la chaleur*, Dunod, édit., Paris, 1930).

MOUROMTSEFF, *Temperature distribution in vacuum tube coolers with forced-air cooling* (*Journ. of Appl. Phys.*, juin 1941, p. 491).

MOUROMTSEFF, *Water and forced air cooling of vacuum tubes* (*Proceedings of the Institute of Radio Engineers*, avril 1942).

DENIS-PAPIN (Maurice), *Principes généraux de ventilation industrielle et de conditionnement d'air* (Desforges, édit., Paris, 1948).

QUELQUES CONSIDÉRATIONS SUR LES TRANSFORMATEURS D'IMPULSION.

PAR F. BLACHÉ.

Département Recherches générales
du Centre de Recherches de la Compagnie générale de T. S. F.

SOMMAIRE. — *On trouvera dans cet article une méthode simple permettant de calculer et de construire les transformateurs d'impulsion de grande puissance. Basée sur la courbe de réponse pour une impulsion idéale rectangulaire, elle permet la détermination des caractéristiques en fonction des exigences de l'utilisateur.*

Le développement de la technique des impulsions a conduit les techniciens à adapter les éléments des circuits aux nouvelles conditions qui leur étaient imposées. En ce qui concerne les transformateurs, il a fallu envisager de nouvelles méthodes de construction pour leur permettre de remplir, soumis à des impulsions d'une durée de l'ordre de la microseconde, les fonctions qui leur sont habituellement assignées :

— Soit de multiplicateur ou de diviseur de tension;
— Soit d'adaptateur d'impédances entre une source et une charge;
— Soit d'organe de liaison permettant d'isoler un circuit d'une source à courant continu.

Dans les quelques considérations qui suivent, nous envisagerons d'abord quel est le comportement d'un transformateur auquel on applique une impulsion et nous en déduirons la réponse du transformateur, c'est-à-dire les modifications que subit l'impulsion de sortie en fonction des divers paramètres du circuit.

Nous exposerons ensuite une méthode permettant d'établir le projet d'un transformateur d'impulsions, ainsi que quelques résultats. Nous nous bornerons dans cette partie, à la considération de transformateurs de puissance, destinés en particulier à servir de liaison entre un étage prémodulateur et l'étage de modulation ou entre l'étage modulateur et l'oscillateur.

A. Pour étudier la réponse du transformateur à une impulsion que nous admettrons de forme idéale, nous décomposerons celle-ci en trois parties :

— Le front, montée brutale de la tension, que nous supposerons instantanée;
— Le sommet, période pendant laquelle la tension reste constante;
— La queue, retour, lui aussi instantané, de la tension à sa valeur initiale.

Nous remplacerons le transformateur par son

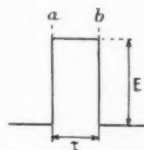


Fig. 1. — Impulsion idéale.

circuit équivalent, ce qui n'entraînera pas d'erreur appréciable dans les calculs. Notre but étant avant tout d'aboutir à des réalisations concrètes, nous pourrons faire certaines hypothèses simplificatrices, sous la condition que les résultats du calcul soient vérifiés dans la pratique, ce qui a été le cas pour les transformateurs que nous avons étudiés et construits.

L'impulsion envisagée est celle représentée figure 1 et nous supposerons que lorsqu'on l'applique au transformateur, les circuits sont à l'état de repos.

1° Supposons que notre générateur d'impulsion soit représenté par une batterie E et un interrupteur S. Lorsque le front est appliqué au pri-

maire du transformateur, le changement est si rapide que la self primaire peut être considérée comme une impédance infinie. Par contre la

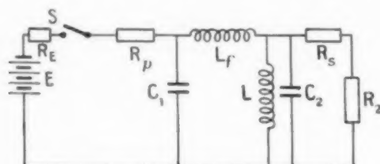


Fig. 2. — Schéma équivalant au transformateur d'impulsion.

self de fuite présente une certaine influence qui est représentée par la self L_f dans la figure 3. La résistance R_1 représente la source (la résistance des enroulements est négligeable en général), enfin C_1 et C_2 représentent les capacités primaire et secondaire des enroulements. C_1 pour un transformateur élévateur peut être négligée, C_2 le serait pour un abaisseur. R_2 représente la résistance de charge. Les valeurs de tous les éléments sont celles ramenées au primaire.

On peut écrire

$$E = e_1 + e_2, \qquad e_2 = R_2 i_2 = \frac{1}{C_2}\int i_c \, dt,$$

$$i = i_2 + i_c, \qquad e_1 = R_1 i + L_f \frac{di}{dt},$$

$$E = R_1(i_c + i_2) + L_f \frac{di_c}{dt} + L_f \frac{di_2}{dt} + e_2,$$

$$L_f R_2 C_2 \frac{d^2 i_2}{dt^2} + (L_f + R_1 R_2 C_2)\frac{di_2}{dt} + i_2(R_1 + R_2) - E = 0.$$

D'où l'équation caractéristique

$$L_f R_2 C_2 r^2 + (L_f + R_1 R_2 C_2) r + R_1 + R_2 = 0,$$

ayant pour racines

$$\begin{matrix} r_1 \\ r_2 \end{matrix} \Big\} \frac{-L_f + R_1 R_2 C_2}{2 L_f R_2 C_2} \pm \sqrt{\left(\frac{R_1}{2L_f} + \frac{1}{2R_2C_2}\right)^2 - \frac{R_1 + R_2}{L_f R_2 C_2}}.$$

Deux cas se présentent : racines imaginaires et racines réelles. Nous verrons plus loin que le cas le plus fréquent est celui des racines imaginaires. Le régime est alors oscillatoire.

$$r = -\alpha \mp j\beta \qquad \text{avec} \left\{ \begin{aligned} \alpha &= \frac{R_1}{2L_f} + \frac{1}{2R_2C_2}, \\ \beta &= \sqrt{\frac{R_1 + R_2}{L_f R_2 C_2} - \alpha^2}. \end{aligned} \right.$$

La solution de l'équation sans second membre est alors

$$i'_2 = \varepsilon^{-\alpha t}(A \sin \beta t + B \cos B t) = f(t)$$

avec second membre; on aura

$$i'_2 = f(t) + F(t)$$

avec

$$F(t) = \frac{E}{R_1 + R_2},$$

$$i_2 = \frac{E}{R_1 + R_2} + \varepsilon^{-\alpha t}(A \sin \beta t + B \cos \beta t).$$

Évaluons les coefficients A et B.

A l'instant

$$t = 0, \qquad E = 0 \qquad \text{donc} \quad \frac{E}{R_1 + R_2} + B = 0,$$

soit

$$B = -\frac{E}{R_1 + R_2},$$

$$t = 0, \qquad i = 0 \qquad \text{donc} \quad i = i_c + i_2 = R_2 C_2 \frac{di_2}{dt} + i_2,$$

ce qui donne

$$\alpha B + \beta A = 0, \qquad A = -\frac{\alpha}{\beta} B.$$

Finalement

$$e = \frac{R_2 E}{R_1 + R_2}\left[1 + \varepsilon^{\alpha t}\left(\frac{\alpha}{\beta}\sin \beta t - \cos \beta t\right)\right].$$

Dans la pratique industrielle on ne peut utiliser facilement cette équation. Nous ferons donc des changements de constantes qui ramèneront les quantités α et β à des valeurs ayant une signification plus physique :

T : Constante de temps propre au transformateur.

K : Rapport du décrément à la fréquence angulaire pour un circuit oscillant.

Posons :

$$T = \frac{1}{\beta}, \qquad m = -\alpha,$$

$$E_a = \frac{E R_2}{R_1 + R_2}, \qquad K = m\sqrt{L_f C_2}\sqrt{\frac{R_2}{R_1 + R_2}}.$$

D'où l'on tire

$$\frac{\alpha}{\beta} = -\sqrt{\frac{K^2}{1 - K^2}},$$

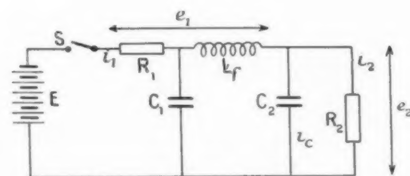


Fig. 3. — Schéma équivalant au transformateur pendant le début de l'impulsion.

si l'on pose $R_1 = R_2$, ce qui est vrai dans le cas de transformateurs adaptateurs d'impédances.

Par suite,

$$\frac{e}{E_a} = 1 - \varepsilon^{\frac{2\pi}{\sqrt{2}}\frac{Kt}{T}}\left(\sqrt{\frac{K^2}{1 + K^2}}\sin\frac{t}{T} + \cos\frac{t}{T}\right).$$

En partant de cette équation on peut alors tracer $\frac{e}{E_a} = f(t)$ (*fig.* 6), qui montre l'influence des constantes du transformateur sur la rapidité de la

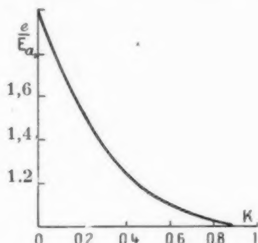


Fig. 4. — Amplitude d'oscillation sur le front de l'impulsion.

montée du front de l'impulsion. K est approximativement égal à 0,71 pour les transformateurs d'impulsions utilisés dans les modulateurs à thyratron, et à 0,5 pour les modulateurs à tubes à vide.

En résumé on peut dire que :

Si la self de fuite et la capacité répartie sont grandes, la pente du front de l'impulsion sera faible. Si l'on tolère une petite oscillation au début de l'impulsion, la montée sera plus rapide que dans le cas contraire. On peut voir aisément que si K tend vers zéro, le maximum de $\frac{e}{E_a}$ peut atteindre la valeur $2\,E_a$ (*fig.* 4).

2° Dès que le front de l'impulsion est passé, E_a dépend de la valeur de la self primaire du trans-

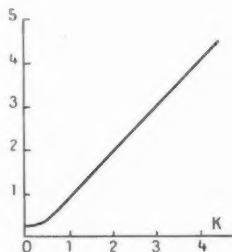


Fig. 5. — Temps nécessaire pour atteindre 95 % de E.
En ordonnées : Rapport du temps nécessaire pour atteindre 95 % E à la constante de temps T.
En abscisses : temps nécessaire pour atteindre 95 % de E en tension finale.

formateur. Le circuit équivalent au transformateur est alors le suivant (*fig.* 7) dans lequel L est la self primaire du transformateur. R_1 et R_2 ont les mêmes significations que précédemment. Pour que l'impulsion-tension se maintienne à sa valeur maxima E_a il faudrait que L ait une valeur infinie, ce qui est matériellement impossible. On accepte donc une légère chute. Avant de poser les équations nous

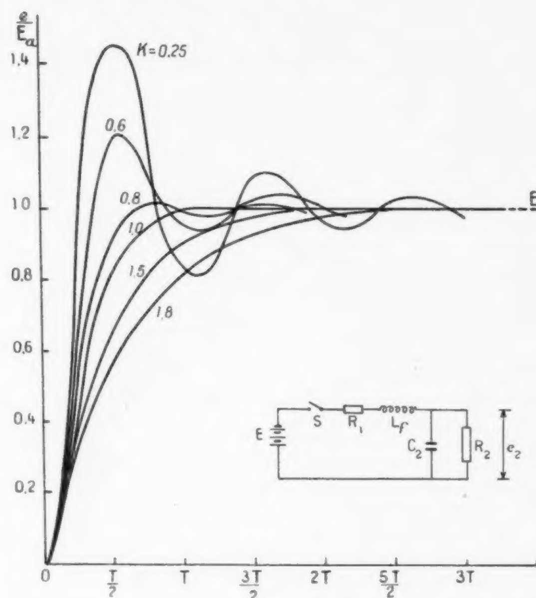


Fig. 6. — Influence des constantes du transformateur sur le front de l'impulsion.

R_1, résistance de la source en ohms; R_2, résistance de charge en ohms; L_f, self de fuite en henrys; C_2, capacité secondaire équivalente en farads; $T = 2\pi\sqrt{L_f C_2}$;

$$K = m\sqrt{L_f C_2}\sqrt{\frac{R_2}{R_1 + R_2}};\quad m = \frac{R_1}{2\,L} + \frac{1}{2\,R_2 C_2}.$$

permettant de résoudre le problème, nous remarquerons que la self de fuite est négligeable par rapport à L ainsi que les effets de C_1 et C_2.

On peut écrire

$$E = R_1 i_1 + e,$$
$$e = R_2 i_2 = L\frac{\mathrm{d}i}{\mathrm{d}t},$$
$$i_1 = i + i_2,$$

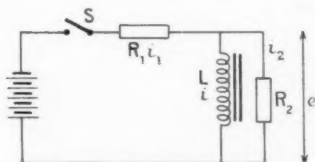


Fig. 7. — Schéma équivalant au transformateur pour le sommet de l'impulsion.

D'où

$$i_2 = \frac{e}{R_2},\qquad i = \frac{1}{L}\int e\,\mathrm{d}t,$$
$$E = \left[\frac{e}{R_2} + \frac{1}{L}\int e\,\mathrm{d}t\right]R_1 + e$$

et en dérivant

$$0 = \frac{de}{dt}\left(1+\frac{R_1}{R_2}\right) + \frac{R_1}{L}e,$$

dont la solution est

$$e = A\,\varepsilon^{-\frac{R_1}{L}\frac{R_2}{R_1+R_2}t}.$$

Calculons la constante A en partant des conditions initiales.

Quand

$$t = 0, \qquad e = E\frac{R_2}{R_1+R_2},$$

$$\frac{e}{E_a} = \varepsilon^{-\frac{R_1 R_2}{R_1+R_2}\frac{t}{L}}.$$

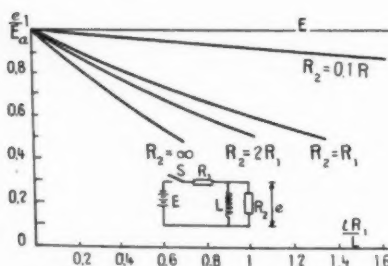


Fig. 8. — Influence de la self primaire du transformateur sur le sommet horizontal de l'impulsion.

L, self primaire en μH; t, largeur d'impulsion en μs; R_1, résistance de la source en ohms; R_2, résistance de charge en ohms.

Nous tracerons les courbes (*fig.* 8) pour les valeurs suivantes des paramètres:

$$R_2 = 0,1\,R_1, \qquad \frac{e}{E_a} = \varepsilon^{-0,09 R_1 \frac{t}{L}},$$

$$R_2 = R_1, \qquad \frac{e}{E_a} = \varepsilon^{-0,5\frac{R_1}{L}t},$$

$$R_2 = 2R_1, \qquad \frac{e}{E_a} = \varepsilon^{-0,67\frac{R_1}{L}t},$$

$$R_2 \to \infty, \qquad \frac{e}{E_a} = \varepsilon^{-\frac{R_1}{L}t},$$

$R_2 = R_1$ est intéressant dans le cas des modulateurs à thyratron où la charge est adaptée sur l'impédance de la ligne à retard.

$R_2 = 0,1\,R_1$ l'est pour le cas des transformateurs utilisés entre penthodes amplificatrices de puissance.

$R_2 \to \infty$ est important pour les amplificateurs de tension ne délivrant aucune puissance.

En résumé on voit que plus la self primaire est importante, plus le sommet de l'impulsion est horizontal.

3° *a*. On suppose que l'interrupteur S de la figure 2 s'ouvre à l'instant *b*. Le circuit équivalent est alors celui de la figure 9.

On peut écrire

$$R_2 i = e,$$

$$\frac{1}{C_2}\int i_c\,dt = e \qquad \text{avec} \quad -e = L\frac{di_c}{dt} + L\frac{di}{dt}.$$

D'où

$$-e = LC_2\frac{d^2e}{dt^2} + \frac{L}{R_2}\frac{de}{dt}.$$

Les racines de l'équation caractéristique sont les suivantes :

$$\left.\begin{matrix} r_1 \\ r_2 \end{matrix}\right\} \frac{-\frac{L}{R_2} \pm \sqrt{\left(\frac{L}{R_2}\right)^2 - 4LC_2}}{2LC_2}$$

et la solution de l'équation différentielle sera de la forme

$$e = A\,\varepsilon^{r_1 t} + B\,\varepsilon^{r_2 t}.$$

La valeur de A et de B nous est donnée par les conditions initiales.

A l'instant

$$t = 0, \qquad e = E,$$

donc

$$A + B = E.$$

Supposons qu'à l'origine le courant dans la self soit nul

$$E = R_2 i = -C_2\frac{de}{dt}R_2,$$

$$\frac{de}{dt} = A r_1\,\varepsilon^{r_1 t} + B r_2\,\varepsilon^{r_2 t},$$

$$\left(\frac{de}{dt}\right)_{t=0} = -\frac{E}{C_2 R_2}.$$

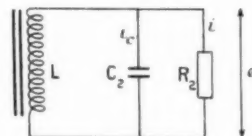


Fig. 9. — Schéma équivalant au transformateur pendant la fin de l'impulsion.

D'où

$$A r_1 + B r_2 = -\frac{E}{C_2 R_2},$$

$$A + B = E,$$

$$B = -\frac{E r_2}{r_1 - r_2}, \qquad A = \frac{E r_1}{r_1 - r_2},$$

$$\frac{e}{E} = \frac{r_1\,\varepsilon^{r_1 t} - r_2\,\varepsilon^{r_2 t}}{r_1 - r_2}$$

et ceci pour le cas oscillatoire.

Dans le cas non oscillatoire.

$$r_1 = \alpha + j\beta,$$
$$r_2 = \alpha - j\beta,$$
$$\frac{e}{E} = \frac{\varepsilon^{\alpha t}}{2j\beta}[(\alpha + j\beta)\varepsilon^{j\beta t} - (\alpha - j\beta)\varepsilon^{-j\beta t}]$$
$$= \frac{\varepsilon^{\alpha t}}{\beta}[\alpha \sin\beta t + \beta\cos\beta t],$$

résultat s'appliquant au cas théorique où la

Ce qui ne change que les coefficients des termes transitoires mais non les exponentielles.

$$e = \frac{E'}{r_1 - r_2}[(r_1 + 2\Delta m)\varepsilon^{-r_1 t} - (r_2 + 2\Delta m)\varepsilon^{-r_2 t}$$

et pour le cas oscillatoire

$$\frac{e}{E'} = \frac{\varepsilon^{\alpha t}}{\beta}[(\alpha + 2\Delta\alpha)\sin\beta t + \beta\cos\beta t].$$

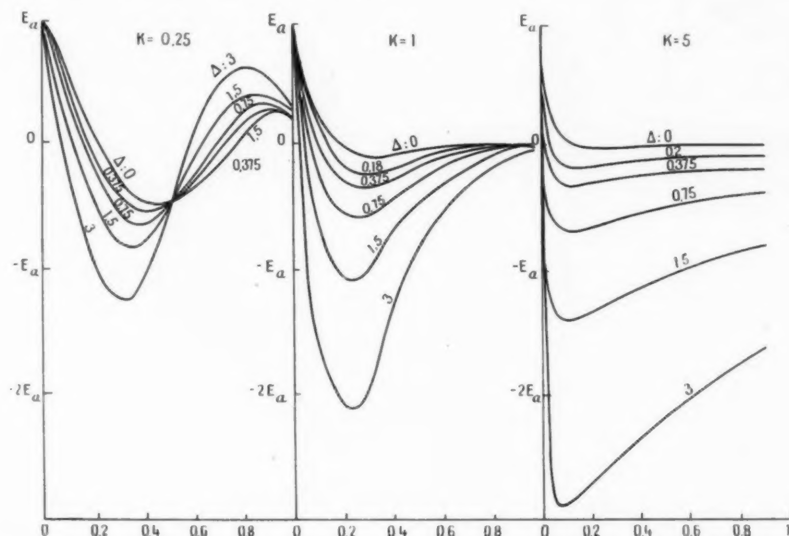


Fig. 10. — Influence des constantes du transformateur sur la queue de l'impulsion pour trois cas d'amortissements différents. Temps exprimé en fractions de la constante de temps T. Δ, rapport du courant d'excitation dans le transformateur au courant dans la charge.

tension au sommet de l'impulsion ne chute pas. En réalité la tension E a pris la valeur E' telle que $E' = 0{,}9\,E$ approximativement.

b. Supposons que le courant dans la charge soit

$$i_R = \frac{E'}{R_2}.$$

Le courant magnétisant dans la self peut s'exprimer comme étant une certaine partie de

$$i_L = \Delta i_R$$

La capacité C entretient alors les deux courants i_L et i_R et, reprenant les équations déjà écrites, il vient

$$-C\frac{de}{dt} = i_L + i_R$$

avec

$$i_R(1+\Delta) = (1+\Delta)\frac{E}{R},$$
$$\frac{de}{dt} = -\frac{E}{CR_2}(1+\Delta).$$

Et après avoir fait les changements de constantes habituels on peut tracer les trois réseaux de courbe de la figure 10 dans lesquels

$$K = m\sqrt{LC_2},$$
$$T = 2\pi\sqrt{LC_2},$$
$$m = \frac{1}{2R_2C_2},$$
$$\Delta = \frac{\text{courant d'excitation dans le transformateur}}{\text{courant dans la charge}}.$$

En définitive, les courbes montrent que le cas le plus intéressant pour une charge telle qu'un magnétron est celui où $K > 1$, c'est-à-dire

$$\frac{1}{2R_2C_2}\sqrt{LC_2} > 1$$

ou

$$\frac{1}{4R^2C_2^2} > \frac{1}{LC_2},$$
$$\sqrt{\frac{L}{C_2}} > 2R_2.$$

La quantité $\sqrt{\frac{L}{C_L}}$ peut être regardée comme étant l'impédance en circuit ouvert du transformateur. La dernière inégalité donne une valeur minima à ne pas dépasser si l'on veut éviter des oscillations positives après la fin de l'impulsion proprement dite.

B. Nous sommes maintenant en mesure de déterminer la courbe de réponse du transformateur étudié. C'est-à-dire que connaissant la forme de l'impulsion appliquée au primaire nous pouvons en déduire la forme exacte de l'impulsion à la sortie du transformateur et appliquée à la charge.

Nous serons donc obligés de faire les calculs, ou sur un dessin donnant en première approximation les cotes du transformateur projeté, en tenant compte en particulier des isolements entre enroulements et des lignes de fuite, ou en extrapolant les dimensions d'un transformateur déjà étudié. Ces calculs donneront sans doute des résultats ne répondant pas aux exigences demandées par l'utilisateur et obligeront à modifier telle ou telle partie en s'aidant des remarques suivantes :

1° Le choix du noyau est chose difficile, car de lui dépend toutes les constantes du transformateur. Soit A la surface de la section droite du noyau et l la longueur du circuit magnétique. Le produit Al représente le volume de fer que nous pouvons exprimer en partant des relations

$$\Delta\mathcal{B} = \frac{10^8 E\tau}{NA},$$

de plus

$$\Delta\mathcal{B} = \mu_e H,$$

$$H = \frac{4\pi}{10}\,\frac{NI_m}{l},$$

I_m représentant le courant magnétisant approximativement égal à 10 % du courant dans la charge I_l

$$Al = 4\pi.10^6\,\frac{\mu_e E\tau I_l}{(\Delta\mathcal{B})^2},$$

$\Delta\mathcal{B}$ est l'augmentation en gauss de l'induction moyenne dans le noyau au-dessus de l'induction rémanente;

H est le champ créé par I_m;

μ_e est la perméabilité effective du métal employé;

E est la tension de crête de l'impulsion;

N est le nombre de tours de l'enroulement où l'on applique la tension E.

Une autre méthode peut être également employée.

L'expérience a montré que le rendement de ces transformateurs est compris entre 90 et 95 %. Or on peut admettre que toute l'énergie perdue l'est dans le noyau qui présente une certaine surface de refroidissement. Si q est la densité de pertes par unité de surface pour une élévation de température maxima admissible qui dépend des propriétés thermiques des isolants et autres matières entrant dans la composition du transformateur, on déduit la surface extérieure du noyau $S = \frac{W_{\text{pertes}}}{Kq}$.

La forme du noyau la plus intéressante au point de vue de la surface de refroidissement de la self de fuite et des lignes de fuite, est la forme en tore allongé (*voir fig.* 10 *bis*).



Fig. 10 bis. — Transformateurs d'impulsions de 100 kW et 1 MW.

2° Après avoir choisi les dimensions du tore, on détermine le nombre de tours approximativement de la manière suivante :

$$e = N\frac{d\Phi}{dt}\cdot 10^{-8} = NA\frac{d\mathcal{B}}{dt}\cdot 10^{-8},$$

$$\int_0^\tau e\,dt = NA\int d\mathcal{B}.10^{-8}.$$

Dans le cas d'une impulsion rectangulaire

$$e = E, \qquad E\tau = NA\mathcal{B}.10^{-8},$$

$$N = \frac{E\tau.10^{+8}}{\mathcal{B}A},$$

où :

E, la tension d'impulsion;

τ, la durée d'impulsion en secondes;

$\mathcal{B}$, la densité de flux admissible en gauss;

N, le nombre de tours.

On calcule alors la self primaire et l'on vérifie tout de suite si le sommet de l'impulsion ne chute

pas d'une valeur supérieure aux performances exigées. Dans l'affirmative, on continue en disposant les enroulements les uns, par rapport aux autres en

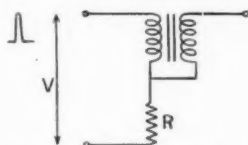


Fig. 11. — Méthode de mesure de la self primaire.

prévoyant un isolement approprié. Tous calculs faits sur la self de fuite et la capacité répartie, on déduit la forme de l'impulsion secondaire appliquée à la charge au moyen des courbes ci-dessus.

Il arrive fréquemment que dans le projet initial, le front de l'impulsion soit oscillatoire. Deux facteurs $\frac{R_1}{2L_f}$ et $\frac{1}{2R_2C}$ contribuent à l'amortissement et un calcul rapide montre tout de suite lequel est prépondérant. Il est quelquefois possible d'augmenter la self de fuite et la capacité répartie sans augmenter d'une façon notable la constante de temps T telle qu'elle est définie figure 6, ce qui diminue les oscillations parasites. Si après ces modifications, le front de l'impulsion ne donne pas satisfaction, c'est que le noyau est impropre. Des noyaux très ramassés sont intéressants pour de faibles selfs de fuite et capacités réparties; mais de petites sections de fer demandent un plus grand nombre de tours.

En résumé on peut améliorer le front de l'impulsion en jouant sur les facteurs suivants :

— Changer le nombre de tours;
— Réduire la surface de fer;
— Modifier les entrelacements des bobinages;

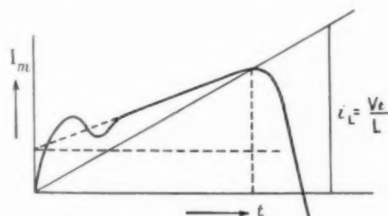


Fig. 12. — Dessin approximatif de l'image vue sur l'oscillographe de mesure.

— Augmenter l'épaisseur des isolants;
— Réduire la constante diélectrique des isolants.

La perméabilité du métal employé est importante, car avec peu de tours on obtient une plus grande self primaire. On fera attention de ne pas trop augmenter l'induction qui provoquerait un courant magnétisant trop important et, par suite, une oscillation en queue d'impulsion.

C. Sur le transformateur ainsi construit, il est indispensable de faire des mesures vérificatrices des formules employées et des constantes utilisées, telles que perméabilité du fer et coefficient diélectrique des isolements. On fera également comme dans tous les transformateurs des essais en circuit ouvert, en court-circuit, des mesures sur la résistance des enroulements et du rapport de transformation; mais il est indispensable d'utiliser des appareils aptes à mesurer les faibles valeurs rencontrées.

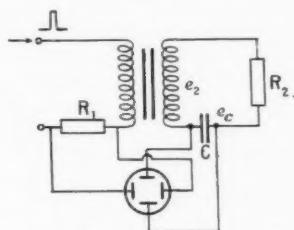


Fig. 13. — Méthode de mesure de μ_e.

Plusieurs méthodes ont été essayées permettant la mesure de la self primaire *en impulsion*. Basées sur la substitution de selfs-inductances connues, etc., elles ne donnent que des résultats entachés d'erreurs dues aux réflexions, capacités parasites, etc. On arrive pourtant à mesurer la self du primaire en appliquant une impulsion de valeur égale à celle qui doit normalement attaquer le transformateur tout en laissant le secondaire ouvert et en regardant la forme du courant magnétisant I_m sur un oscillographe synchronisé.

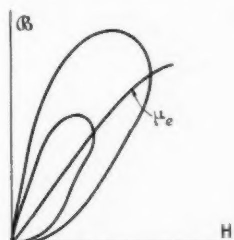


Fig. 14. — Dessin approximatif de la courbe $B = f(H)$ en impulsion.

En général la forme de la trace est la somme d'un rectangle et d'un triangle si les oscillations initiales sont négligées et l'on déterminera L comme sur

la figure 12, c'est-à-dire en prenant la pente de la droite passant par l'origine et le sommet de la courbe $I_m = f(t)$

$$L = \frac{Vt}{i_L}.$$

La mesure de la self de fuite se fait de la même manière, mais avec un secondaire en court-circuit.

Voici à titre indicatif une méthode qui nous a

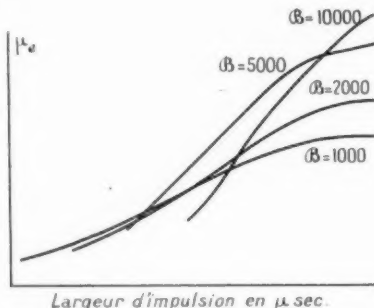


Fig. 15. — Perméabilité effective en fonction de la largeur d'impulsion pour différentes inductions.

permis de faire des mesures de μ_e perméabilité en impulsion.

Dans la figure 13 on voit que le courant primaire traversant la résistance R_2 donne une déviation sur l'axe horizontal, proportionnelle au champ H. D'autre part la tension aux bornes de C et appliquée aux plaques verticales, donne une déviation proportionnelle à l'intégrale de e_2 et, par conséquent,

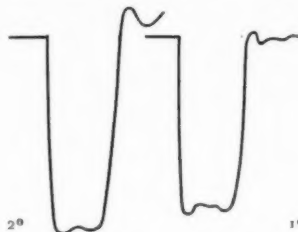


Fig. 16. — Impulsion de 0,6 μs prélevée avant et après le transformateur. Type 200 kW.

1° Impulsion prélevée sur charge ohmique remplaçant le transformateur; 2° impulsion prélevée sur charge ohmique au secondaire du transformateur.

proportionnelle à l'induction. On est obligé d'utiliser un tube cathodique à grande rémanence par suite du rapport entre le temps de balayage et le temps mort entre deux impulsions. Avec des amplificateurs étalonnés on peut calculer la perméabilité en impulsion représentée par la pente de la droite passant par l'origine et le point correspondant au maximum de champ H. On obtient ainsi le réseau de courbes de la figure 15.

UTILISATION.	Puissance de crête.	Rapport de tensions (kV).	Durée optima de l'impuls. (μs).	Fréquence de répétit. (p : ps).	Rapport des impédances.	Rapidité de montée du front (μs).	Chute du sommet (%).
Transformateur abaisseur de liaison entre deux lampes de puissance d'un modulateur.	100 kW	10/9	1	500	1000/800	7/100	2
Transformateur élévateur de liaison entre thyratron et magnétron.	200 kW	4/12	0,6	1000	100/1000	7/100	5
Transformateur élévateur de liaison entre thyratron et magnétron.	1,5 MW	9/40	1	500	50/1000	1/10	3
Transformateur élévateur de liaison entre thyratron et magnétron.	4 MW	11/56	1	500	30/850	8/100	3

On trouvera ci-joint la reproduction des impulsions prélevées sur un modulateur à thyratron à hydrogène, la première aux bornes d'une résistance non selfique remplaçant le transformateur, la deuxième sur une portion d'une charge ohmique. Ce transformateur étant prévu pour attaquer un magnétron, on ne s'étonnera pas de la forme abîmée par les capacités parasites du câblage des résistances.

EMPLOI D'UN MIROIR RÉFLECTEUR ET DE LENTILLES ÉLECTROMAGNÉTIQUES SIMPLES DANS LA LIAISON EXPÉRIMENTALE FRANCE-CORSE SUR 23 cm.

PAR J. HUGON.

Département Recherches générales
du Centre de Recherches techniques de la Compagnie générale de T. S. F.

La Compagnie générale de T. S. F. a étudié et réalisé, en 1946 et 1947, pour le compte du Centre national d'Études des Télécommunications, une

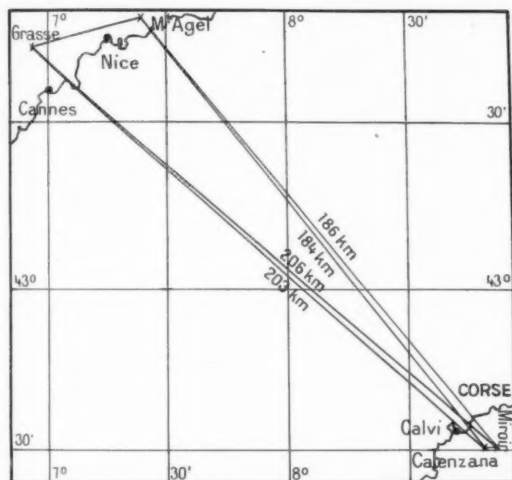


Fig. 1.

liaison radioélectrique en ondes décimétriques (0,23m) entre la France continentale et la Corse.

Cette liaison avait pour objet l'étude des perturbations apportées par l'atmosphère maritime sur la propagation des ondes de cette gamme et une tentative de réalisation de liaison à grande distance, sans visibilité, par l'intermédiaire d'un relais passif. Elle comportait trois stations émettrices-réceptrices permettant de réaliser deux liaisons possibles entre la France continentale et la Corse : une liaison en visibilité directe entre le Mont Agel (1 160 m) et Calenzana en Corse (323 m) et une liaison sans visibilité entre Grasse (536 m) et Calenzana. La liaison Grasse-Calenzana pouvait s'effectuer soit directement sans visibilité, soit indirectement par l'intermédiaire d'un réflecteur installé sur les pentes Nord-Ouest du Massif Monte-Grosso (Corse) à l'altitude de 1158 m. La station de Calenzana était, de ce fait, équipée de quatre projecteurs d'onde orientés : deux sur le Mont Agel et deux sur le miroir du Monte-Grosso (*voir* photographies figures 2, 3 et 4).

Les émetteurs avaient les caractéristiques suivantes :

Type lampes émettrices...	Tube à modulation de vitesse K 771
Puissance de crête........	200 watts environ
Modulation	Impulsions à largeur variable
Fréquence de découpage...	80 kc : s



Fig. 2. — Aériens du Mont Agel.

Les récepteurs étaient du type superhétérodyne, sans écrêteur et avaient une bande passante de 2 Mc : s environ.

Le tableau ci-dessous et le plan figure 1 donnent les principales caractéristiques géométriques et radioélectriques du réseau réalisé.

	Distance (km).	Hauteur minimum de passage de la ligne géométrique au-dessus de la mer (m).	Longueur d'onde utilisée (cm).
De Mont-Agel 1160 m à Calenzana 323 m	184	+ 10	→ 22 ← 22,5
De Grasse 536 m à Calenzana 323 m	203	— 383	→ 23 ← 22,5
De Grasse 536 m à Monte-Grosso (réflecteur) 1160 m	206	— 15	-
De Monte-Grosso (réflecteur) 1158 m à Calenzana 323 m	3	-	-

Les chemins optiques et géométriques sont illustrés



Fig. 3. — Aériens de Grasse.

par les figures 5, 6 et 7 sur lesquelles sont tracées les courbes représentant les droites géométriques reliant les stations entre elles et les courbes de visibilité optique tracées avec l'indice de réfraction normal.

Les caractéristiques du miroir réflecteur étaient les suivantes :

Longueur...........................	10 m
Hauteur............................	4 m
Surface............................	40 m²



Fig. 4. — Aériens de Calenzana.

Ce miroir était constitué en tôle ajourée. Il était orienté et incliné de manière à ce que l'axe du faisceau réfléchi passe par les aériens de la station de Calenzana.

La figure 8 montre le miroir en cours d'installation sur les pentes Nord-Ouest du Massif du Monte-Grosso.

Les caractéristiques radioélectriques calculées du miroir étaient les suivantes :

Ouverture totale du faisceau réfléchi dans le plan horizontal..........................	2°50′
Ouverture totale du faisceau réfléchi dans le plan vertical..........................	6°30′
Affaiblissement théorique donné à la station de Calenzana par rapport au champ sur le miroir..............................	25 db

Les lentilles électromagnétiques utilisées étaient du type à cellules. Elles comportaient à leurs parties inférieure et supérieure une série de guides d'ondes dont la largeur décroissait en se rapprochant des bords latéraux (*fig.* 9). Les vitesses de propagation dans ces guides avaient été calculées de manière à corriger les déphasages qui existaient dans le plan

d'ouverture des projecteurs d'ondes et à reconstituer en somme une onde plane, à la sortie des ensembles projecteurs + lentilles.

Ces lentilles ont permis d'utiliser des cornets particulièrement courts et présentant, de ce fait, peu de prise au vent.

La figure 10 montre la correction apportée par les lentilles aux diagrammes des projecteurs. On

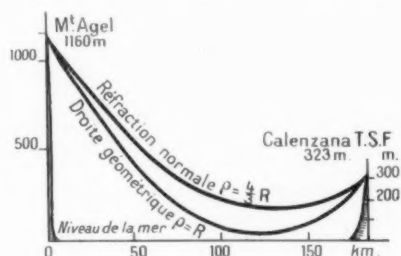


Fig. 5. — Liaison Mont Agel-Calenzana T. S. F.

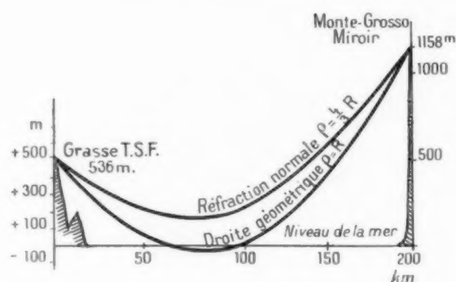


Fig. 6. — Liaison Grasse T. S. F.-Monte Grosso Miroir.

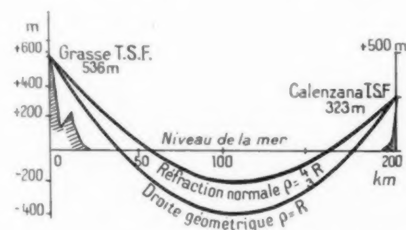


Fig. 7. — Liaison Grasse-Calenzana T. S. F.

remarque en particulier que le creux constaté dans le tracé du diagramme vertical du cornet seul (la propagation se faisant en polarisation verticale) se trouve remplacé par un maximum très accusé après adjonction de la lentille.

Résultats des essais.

Les essais sur la liaison directe Mont Agel-Calenzana ont montré l'existence d'un fading lent et profond dans les deux sens de propagation bien que les deux longueurs d'onde ne soient pas les

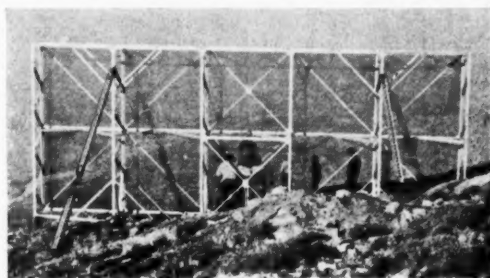


Fig. 8. — Miroir réflecteur.

mêmes (22,5 et 23 cm). Les variations de champ constatées pendant l'essai de une heure du 23 septembre 1946 donnaient un rapport champ maximum-champ minimum de l'ordre de 35 db, si l'on excepte, toutefois, les quelques secondes pendant lesquelles le champ est descendu au-dessous de 50 μV : m (*fig.* 11).

D'autres essais effectués dans le courant de l'hiver

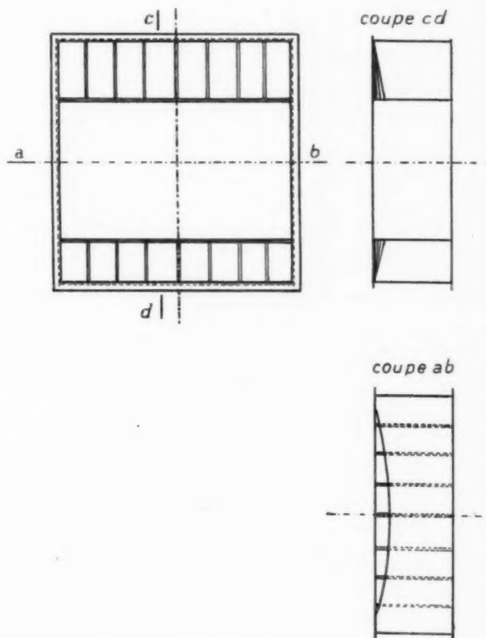


Fig. 9. — Lentille électromagnétique.

sur la même liaison ont également mis en évidence le fading constaté au cours de l'été; les courbes de la figure 12 montrent les résultats d'essais effectués

le 13 février 1947 pendant une période d'une heure. La qualité des communications était excellente et

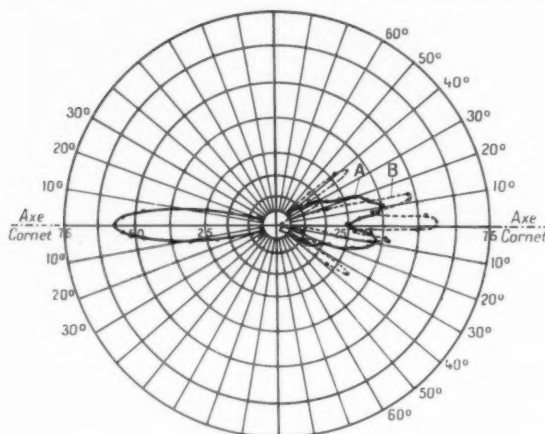


Fig. 10. — Liaison France-Corse sur 23 cm.
Diagrammes des cornets avec et sans lentille électromagnétique.
Diagramme horizontal avec lentille.
Diagrammes verticaux ———— A — sans lentille.
Diagrammes verticaux — — — — B — avec lentille.

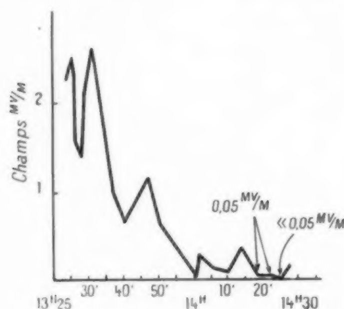


Fig. 11. — Liaison France-Corse sur 22-23 cm.
Champ de l'émetteur de Calenzana
mesuré au Mont Agel le 25 septembre 1946.

l'on n'a pas constaté de distorsions spéciales de modulation qui auraient pu être dues au fading. Le rapport $\frac{S}{B}$ réalisé sur cette liaison était, en moyenne, de 40 db, sauf dans les périodes de minimum de fading où il descendait à quelques décibels.

Les essais de la liaison Grasse-Calenzana ont permis de vérifier le fonctionnement correct au point de vue radioélectrique du miroir réflecteur du Monte-Grosso. Les mesures du rapport $\frac{S}{B}$ en liaison directe (sans visibilité) et en liaison indirecte (par le miroir) ont donné les résultats suivants :

Liaison directe pour 80 % de modulation (s : b)...	0 db
» par miroir pour 80 % » » ...	20

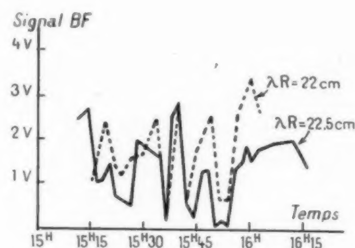


Fig. 12. — Liaison France-Corse sur 22-23 cm.
Intensités de réception
du Mont Agel et Calenzana le 13 février 1947.
———— Réception Mont Agel.
— — — — Réception Calenzana.

Le miroir avait donc permis de réaliser un gain de 20 db par rapport à la liaison sans visibilité. On a constaté, en outre, que les fluctuations de la réception par le miroir étaient moins prononcées que celles de la liaison directe sans visibilité. Par rapport à la liaison directe Mont Agel-Calenzana, on a trouvé un écart de 20 db seulement au-dessous pour le rapport $\frac{S}{B}$, au lieu des 25 db théoriques. Cette différence s'explique par le fait que les rapports $\frac{S}{B}$ des installations, mesurés en local, étaient seulement de 47 db et apportaient une limitation au rapport $\frac{S}{B}$ des liaisons.

PRODUCTIONS NOUVELLES.

LE MICROPHONE ÉLECTRODYNAMIQUE MINIATURE DE LA SOCIÉTÉ INDÉPENDANTE DE T. S. F.

Du fait des récents perfectionnements apportés à la fabrication des microphones, il est devenu possible d'étendre le domaine des applications de ces appareils et d'affecter à chacune de celles-ci un microphone spécialement adapté à la fonction qui lui est dévolue.

En particulier, certaines de ces applications



Fig. 1. — Vue d'ensemble du microphone électrodynamique S. I. F. MD. 8.

requièrent un appareillage pour lequel, en sus de la qualité de transmission, l'encombrement et le poids constituent des facteurs primordiaux.

Ainsi, le pilote d'avion, le conducteur de char, l'artilleur de marine, l'opératrice de standard téléphonique, placés dans un milieu bruyant, doivent parler près de leur microphone pour améliorer le rapport du signal au bruit et disposer cependant d'un équipement leur permettant de transmettre, tout en conservant la liberté de leurs mouvements : la cellule microphonique doit donc être supportée soit à l'intérieur d'un masque inhalateur s'appliquant sur le visage du pilote, soit par une tigelle articulée reliée au casque d'écoute de l'opératrice, ou encore par un plastron.

Il importe donc que la cellule soit :

— de dimensions assez réduites pour ne pas gêner la vue de l'opérateur;

— d'un poids assez faible pour suivre les mouvements de celui-ci sans causer, par sa charge une trop grande fatigue.

Il peut être fait appel, pour répondre à ces conditions, à divers principes de montages microphoniques :

Le microphone à cristal est le plus léger, mais sa sortie à haute impédance nécessite le voisinage immédiat d'un transformateur de ligne rendant illusoire le gain de poids obtenu.

Le microphone à charbon est également assez léger, mais son fonctionnement n'est pas sûr, ni à haute altitude, dans une atmosphère raréfiée, ni en atmosphère humide, son étanchéité étant difficile à obtenir.

Le microphone magnétique peut être réalisé sous faible encombrement, mais sa fidélité de transmission des fréquences demeure généralement pauvre, par



Fig. 2. — Membrane vibrante et aimant.

suite des caractéristiques mécaniques imposées à la membrane vibrante.

1. Description générale du microphone S. I. F. type MD. 8.

Pour satisfaire aux besoins des utilisateurs tout en évitant les inconvénients des montages précités,

la Société Indépendante de T. S. F. a créé un microphone du type électrodynamique, sous la dénomination de « type S. I. F. MD. 8 ».

Il a l'avantage de pouvoir être branché directement sans transformateur à une ligne à basse impédance, et de pouvoir fonctionner dans les conditions extérieures les plus difficiles tout en assurant une bonne qualité de transmission de la parole.

Une étude spéciale de chaque élément a permis d'obtenir, sans diminution excessive de l'efficacité, un encombrement et un poids suffisamment réduits pour les utilisations précédemment considérées.

C'est un microphone comportant une membrane vibrante soumise aux pressions acoustiques de l'onde sonore. A cette membrane est liée une bobine de fil fin se déplaçant dans l'entrefer d'un circuit magnétique polarisé par un aimant permanent. Une tension alternative à la fréquence de l'onde acoustique est recueillie aux bornes de la bobine et est délivrée à la ligne de transmission à basse impédance, à laquelle celle-ci est connectée.

2. Description détaillée de l'appareil.

L'ensemble de la cellule microphonique est représenté sur la figure 1. Une échelle centimétrique permet d'établir une comparaison avec les dimensions de la cellule.

La cellule microphonique elle-même, sans boîtier ni fond, apparaît figure 2 ; on distingue : la membrane vibrante, la pièce polaire annulaire extérieure et l'aimant.

La figure 3 représente les divers éléments constitutifs de l'appareil avant montage : membrane, bobine mobile, pièces polaires et aimant. On distingue la forme du boîtier cylindrique, perforé sur sa face avant et fermé à l'arrière par une pièce isolante de plexiglass portant les deux bornes conductrices noyées dans l'épaisseur de la matière.



Fig. 3. — Pièces détachées : boîtier, aimant, circuit magnétique, pièce porte-contacts et jonc de montage.

La figure 4 montre le montage de la cellule microphonique dans un masque inhalateur pour aviateur.

3. Caractéristiques électroacoustiques.

A. *Impédance.* — 70 Ω ± 10 % à 1 000 c : s.

B. *Sensibilité.* — 89 db au-dessous de 1 V : barye, pour l'impédance de sortie ci-dessus (70 Ω).

C. *Efficacité.* — 4 mV sur une charge résistante de 70 Ω, pour une pression acoustique efficace de 100 baryes (voix forte émise à l'intérieur du masque inhalateur). 0,15 V sur la grille d'entrée d'une lampe amplificatrice de tension, après adaptation d'impédance par transformateur de rapport 40/1, dans les mêmes conditions d'émission vocale.

D. *Netteté.* — Supérieure à 85 % (méthode des logatomes).

E. *Courbe de réponse*. — Linéarité, en fonction des fréquences transmises à ± 7,5 db, dans la bande 300 à 6 000 c : s. (*fig.* 5).

F. *Atténuation des bruits ambiants*. — Le rapport



Fig. 4. — Montage du microphone à l'intérieur d'un masque inhalateur d'oxygène, pour aviateur volant à haute altitude.

entre le niveau de tension du signal et le niveau de tension des bruits ambiants est de 28 db, pour une parole émise à voix forte devant la capsule microphonique montée à l'intérieur du masque inhalateur et pour un bruit ambiant de 100 phones.

4. **Caractéristiques mécaniques.**

A. *Dimensions*. — Diamètre : 30 mm; épaisseur : 18 mm.

B. *Poids*. — 30 g.

C. *Matériaux constituants*. — Boîtier en aluminium embouti alumilité (variante en plexiglass moulé). Pièce de fermeture, porte-contacts, en plexiglass, fixée au boîtier aluminium par points de sertissage. Membrane vibrante en aluminium alumilité. Aimant : acier au nickel-aluminium-cobalt (Alnico).

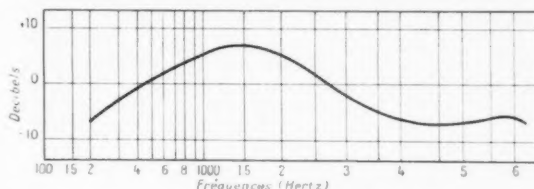


Fig. 5. — Courbe de réponse en fréquence du microphone.

5. **Conclusions.**

Le microphone MD. 8 est un microphone électrodynamique miniature, destiné plus particulièrement à l'équipement de masques inhalateurs pour vol à très haute altitude.

Son utilisation se recommande dans toutes les applications requérant un appareillage d'encombrement et de poids très réduits.

En sus de l'équipement de masque inhalateur, il peut être également monté à l'extrémité d'une tigelle articulée fixée sur un serre-tête à deux écouteurs, sur un plastron, ou même à l'intérieur d'un boîtier pour l'utilisation en microphone à main.

Il est conçu pour assurer une transmission convenable de la parole en milieu bruyant (100 à 110 phones); toutes ses parties constituantes sont protégées contre la corrosion et permettent son emploi en atmosphère humide et dans les conditions extrêmes de température.

NOUVELLE SÉRIE DE LAMPES MINIATURES DE LA SOCIÉTÉ FRANÇAISE RADIOÉLECTRIQUE

Six nouveaux types de lampes miniatures, de la classe de la pentode PM.07 déjà décrite, sont actuellement fabriqués régulièrement (*fig.* 6).

Ces tubes sont montés dans des ampoules de 19 mm de diamètre et comportent le pied à brochage direct, caractéristique du tube PM.07.

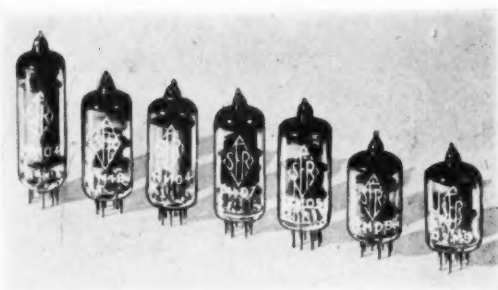


Fig. 6.

La nouvelle série comprend les tubes suivants :

HM.04 — heptode changeuse de fréquence pour récepteurs à modulation d'amplitude et de fréquence;

PM.05 — pentode H. F. à faibles capacitances;

BPM.04 — tétrode finale à faisceaux dirigés;

TM.12 — triode UHF (amplificateur avec grille à la masse jusqu'à 500 Mc : s);

T2.M.05 — double triode UHF (mélangeuse ou oscillatrice jusqu'à 600 Mc : s);

D2.M9 — double diode UHF.

Les caractéristiques principales sont indiquées dans le tableau ci-dessous.

	HM.04.	PM.05.	BPM.04	TM.12.	T 2.MO 5.	D 2.M 9.
Tension de chauffage (V)	6,3	6,3	6,3	6,3	6,3	6,3
Courant de chauffage (A)	0,3	0,175	0,45	0,4	0,45	0,3
Tension anodique maximum (V)	300	180	250	150	300	–
Dissipation anodique maximum (W)	1	1,7	12	2,25	1,5(**)	–
Pente (mA : V)	0,47 (*)	5	4	12	5 (**)	–
Courant redressé moyen (mA)	–	–	–	–	–	9(**)
Tension inverse (V)	–	–	–	–	–	420
Hauteur maximum (mm)	54	44,5	66,7	54	54	44,5
Désignation des tubes américains équivalents	6 BE.6	6 AK.5	6 AQ.5	6 JA	6 J.6	6 AL.5

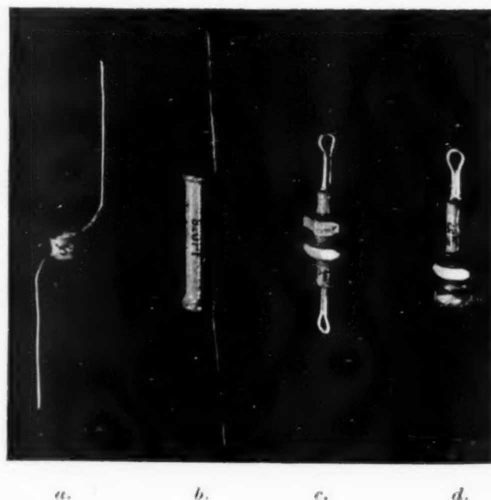
(*) Pente de conversion. (**) Par élément.

LES CONDENSATEURS A DIÉLECTRIQUE CÉRAMIQUE « L. C. C. ».

La céramique est actuellement le seul matériau où peuvent se rencontrer, associées, d'excellentes qualités diélectriques et une grande robustesse mécanique. Le diélectrique est à lui-même son support, si bien que les performances électriques sont insensibles aux efforts de déformations mécaniques comme aux vibrations, jusqu'au seuil de rupture.

La texture peut être assez compacte pour atteindre une bonne étanchéité. La pénétration par les agents chimiques atmosphériques ou de contact est lente et insuffisante pour entraîner des détériorations rapides ou profondes. En outre, la structure physico-chimique superficielle entraîne une affinité exceptionnellement favorable à la tenue de certaines résines fortement hydrofuges, capables de retarder considérablement l'action des agents atmosphériques.

La rigidité diélectrique est de l'ordre de 10 000 V : mm ou davantage. Elle est très peu sensible aux effets de fatigue.



a. *b.* *c.* *d.*

Fig. 7. — Condensateurs de petite puissance basse tension.

En variant la composition chimique, on sait atteindre des valeurs du pouvoir inducteur spécifique ε comprises entre cinq et plusieurs milliers. On peut également faire varier le coefficient de température $\frac{\Delta\varepsilon}{\varepsilon}$ par °C entre $-3\,000.10^{-6}$ et $+2\,000.10^{-6}$.

Lorsque l'on reste dans le domaine des constantes diélectriques inférieures à 200, il est relativement facile de fabriquer des diélectriques dont l'angle de pertes δ en haute fréquence est inférieur à 2.10^{-4}.

En se limitant au même domaine des $\varepsilon \leqq 200$, on constate qu'il n'existe que des anomalies négligeables des propriétés dans tout l'intervalle — 80° C, + 120° C et les limites de température d'emploi ne sont définies que par la qualité des matériaux utilisés pour la métallisation des armatures, la soudure des connexions ou les vernis de recouvrement.

La Société Le Condensateur céramique « L. C. C. » est aujourd'hui en mesure d'exploiter les résultats des recherches effectuées depuis 1941 dans les laboratoires de la Compagnie générale de T. S. F. et dans l'usine de la Stéatite industrielle. Elle propose une construction entièrement française de toute la gamme des condensateurs céramiques.

Les diélectriques.

Toute une série de diélectriques, formant une chaîne continue de valeurs du pouvoir inducteur spécifique et de sa variation en fonction de la température, a été étudiée.

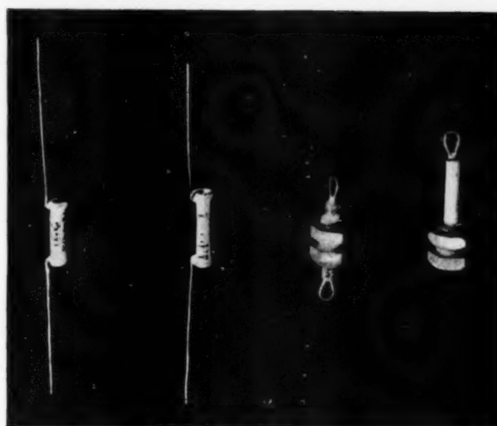


Fig. 8. — Condensateurs subminiatures.

présentent un intérêt particulier dans la construction des circuits stables. La tolérance normale $\frac{\Delta\varepsilon}{\varepsilon}$ par °C de ces matériaux est de $\pm 60.10^{-6}$ dans tout l'intervalle — 60° C, + 90° C. Elle peut descendre à $\pm 30.10^{-6}$ lorsque l'utilisation justifie l'emploi de précautions spéciales dans la construction.

Les modèles standards.

Une gamme réduite de modèles standards a été adoptée qui peut couvrir la grande majorité des besoins. Il est inutile d'insister sur l'intérêt de généraliser autant que possible son emploi.

A titre d'exemple, le tableau de la page suivante donne la liste des condensateurs pour basse tension destinés au matériel professionnel.

Diélectriques utilisés dans la construction des condensateurs L. C. C.

Désignation.	ε.	$\frac{\Delta\varepsilon}{\varepsilon}$ par °C. (en 10^{-6}).	tg δ (1 Mc : s).	Destination du matériel standard.	Observations.	Couleur (caractéristique de $\frac{\Delta\varepsilon}{\varepsilon}$).
S 68	6	+ 120	$\leqq 10.10^{-4}$	—	Non standard	Blanc
TMP 15	15	+ 100	$\leqq$ 1. »	—	id.	»
TM 20	20	0	$\leqq$ 1. »	Tubes jusqu'à 32 pF		Ocre
	30		$\leqq$ 2. »	Tubes, pastilles et assiettes		»
TZ 32	35	— 100	$\leqq$ 2. »	Tubes	Non standard	Violet
T 45	45	— 470	$\leqq$ 4. »	Tubes	Non standard	Rose
TA 65	65	— 700	$\leqq$ 4. »	Tubes, pastilles, assiettes, pots		Jaune
T 85	85	— 750	$\leqq$ 4. »	Tubes, assiettes		»
TC 150	150	—1400	$\leqq$ 3. »	—	Non standard	Vert
TB 1000	1000	-	$\leqq$ 60. »	Subminiatures		Bleu

Le coefficient de température de la capacité a fait l'objet d'une étude extrêmement poussée qui a porté sur plusieurs milliers d'expériences et de mesures. Les diélectriques à coefficient de température nul (TM.20) ou légèrement négatif (TZ.32)

Tension essai : 1500 V continu, $tg\,\delta \leq 10.10^{-4}$, sauf by-pass et découplage ($tg\,\delta \leq 15.10^{-4}$).
Résistance isolement $\geq$ 20 000 MΩ.

Présentation.	Précisions sur la Capacité.	TM 20. Gamme couverte (pF).	TM 20. Capacités standards (pF).	TZ 32. Gamme couverte (pF).	TZ 32. Capacités standards (pF).	T 80. Gamme couverte (pF).	T 80. Capacités standards (pF).
Pastille (*fig.* 7 *a*)...	± 20 % (ou ± 1 pF) Marquage ±1 pF, ±0,5 », ±0,25 »	1-7	2 5	–	–	4-14	5 10
Tubulaires (*fig.* 7 *b*).	± 20 % ± 10 ± 5 ± 2	8-200	10-20-25 50-100	8-200	10-20-25 25-100	14-1000	20-25 50-100 200-250 320-500-1000
By-Pass (*fig.* 7 *c*)...	± 20	–	–	–	–	–	100 200 500
Découplage(*fig.* 7 *d*).	± 20	–	–	–	–		100 200 320

		Gamme couverte (pF).	Tubulaires (pF).	By-Pass et Découplage (pF).
Subminiature (*fig.* 8).	± 20 %	500-2000	500-630-800-1000 1600-2000	500-1000-2000 Tolérance + 40 %, − 20 %

Une gamme importante de condensateurs de puissance est également proposée (*fig.* 9 et 10).

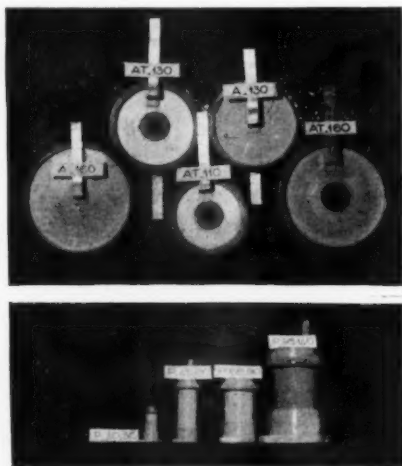


Fig. 9. — Condensateurs de puisance assiettes et pots. Modèle standards.

La tropicalisation a fait l'objet d'une étude spéciale; quelques résultats en sont résumés par la courbe de la figure 11 et par le tableau suivant qui indique les valeurs mesurées sur des condensateurs repris après un stockage d'un an.

Diélectrique T 80.	N° d'ordre.	Capacité en pF.	Résistance d'isolement en MΩ.	$tg\,\delta$ (¹) en 10^{-4}.
Mesure de 5 échantillons pris sur un stock vieux d'un an.	1	331,6	≥ 1 000 000	3,1
	2	332	»	6,2
	3	328,7	»	3,9
	4	337	»	5,5
	5	291	»	3,5
Mesure des mêmes échantillons après séjour de 100 h en humidité 90 % à 65°C.	1	331,5	»	5,2
	2	331,6	»	5,7
	3	328,2	»	3,9
	4	336,8	»	5,2
	5	290,6	»	3,5

(¹) Mesures à 1 Mc : s; précision $\pm 1.10^{-4}$.

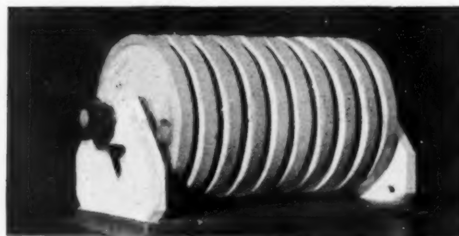


Fig. 10. — Batterie de 500 pF 70 kV essai 200 kVA.

Contrôle qualité.

De nombreuses mesures sont effectuées en cours de fabrication.

Elles ont pour objet le contrôle des quelque dix paramètres essentiels dont dépend la qualité d'un bon condensateur.

Les condensateurs de puissance sont livrés accompagnés d'un procès-verbal individuel d'essai donnant toutes indications utiles à l'utilisateur.

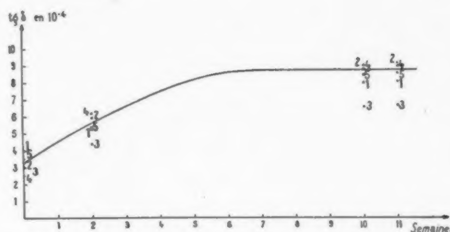


Fig. 11. — Variation de l'angle de pertes lors d'un essai de durée en étuve coloniale (alternances de 8 h à 65° C, humidité 100 %, suivies de 16 h en étuve humide froide). *Pâte TM*.**20** : **1**, C = 25 pF; **2**, C = 25 pF; **3**, C = 26,6 pF; **4**, C = 24,5 pF; **5**, C = 25,8 pF.

INFORMATIONS GÉNÉRALES.

LA COMPAGNIE GÉNÉRALE DE TÉLÉGRAPHIE SANS FIL DANS LE MONDE.

La Compagnie Générale de Télégraphie sans Fil a conclu un accord avec Farrand Optical Company pour la construction et la vente des miscroscopes électroniques C.S.F. aux États-Unis.

La Compagnie Générale de Télégraphie sans Fil a conclu un accord avec The Sperry Corporation par lequel The Sperry Corporation reçoit licence de brevets C.S.F. pour certains tubes électroniques.

La Compagnie Générale de Télégraphie sans Fil a conclu avec la Société Varian Associates un accord pour l'exploitation aux États-Unis de procédés mis au point dans ses laboratoires, dans le domaine des tubes électroniques.

Le Gouvernement de l'Inde a passé avec la Compagnie Générale de Télégraphie sans Fil un contrat d'étude pour la construction d'une usine de fabrication de matériel radioélectrique professionel.

LIAISON RADIOTÉLÉPHONIQUE MULTIPLEX PRAGUE-BRNO.

La Société Française Radioélectrique vient de se voir confier par l'Administration Tchécoslovaque la réalisation du premier Câble Hertzien à grand débit.

Ce câble, qui reliera Prague à Brno, sera capable d'acheminer 48 commuuications téléphoniques simultanées.

Les ondes utilisées, de longueurs voisines du mètre, seront modulées en fréquence, suivant le système déjà en service sur la liaison multiplex qui, depuis 18 mois, permet d'assurer entre la France continentale et la Corse 12 communications simultanées.

Le matériel terminal, qui est du type normalisé par l'Administration française des P. T. T., sera fourni par la Compagnie Industrielle des Téléphones.

Trois stations relais sont prévues entre Prague et Brno.

Ce circuit, qui est l'amorce d'un réseau beaucoup plus important dans un pays dont le relief se prête particulièrement bien à l'établissement de câbles hertziens, sera en trafic vers la fin de l'année prochaine.

IMPRIMERIE GAUTHIER-VILLARS
55, QUAI DES GRANDS-AUGUSTINS, 55
131644 PARIS 6e.

Dépôt légal, imprimeur, 1949, n° 457.

a
rd
is
es

n-
at
a-

l-

sé
ra
s.
et

ip
te
es
o-